

Київ – 2019 року

РЕФЕРАТ

Роботу викладено на 77 сторінках, вона містить 3 розділи, 72 ілюстрації, 2 таблиці та 48 джерел в переліку посилань.

Тема магістерської дисертації – Розробка лазерних структур на основі 2D матеріалів з нелінійними властивостями.

Об'єктом дослідження є лазери надкоротких імпульсів з насичуючими поглиначами на основі графену.

Предмет роботи – дослідження характеристик оптоволоконних лазерів в залежності від прикладеної напруги до насичуючого поглинача.

Мета роботи – створити насичуючий поглинач для оптоволоконного лазера надшвидких імпульсів та дослідити вплив прикладеної напруги до насичуючого поглинача на зміну основних характеристик лазера.

В першому розділі подано огляд літератури, що описує фізичні основи лазерної техніки та розглядає лазери із різними типами синхронізації мод, а також застосування та властивості 2D матеріалів для лазерної техніки.

В другому розділі роботи описується застосування основного 2D матеріалу графену для створення лазерів надкоротких імпульсів з активною синхронізацією мод.

В третьому розділі наведено результати вимірювань впливу напруги на основні характеристики лазерних імпульсів розробленого лазера на основі графенового насичуючого поглинача.

ЛАЗЕР НАДКОРОТКИХ ІМПУЛЬСІВ, ФЕТОСЕКУНДИЙ ЛАЗЕР, НАСИЧУЮЧИЙ ПОГЛИНАЧ НА ОСНОВІ ГРАФЕНА, ЕЛЕКТРИЧНИЙ КОНТРОЛЬ ОСНОВИХ ЗАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРА, ЕЛЕКТРООПТИЧНИЙ МОДУЛЯТОР, ГРАФЕНОВИЙ КОНДЕНСАТОР.

ABSTRACT

The work is presented on 77 pages consisting of 3 parts, 72 figures, 2 tables and 48 sources in the list of references.

The topic of the Master's thesis is Development of laser structures based on 2D materials with nonlinear properties.

The object of the study are ultrafast lasers with graphene – based saturable absorbers.

The subject of the work – study of laser characteristics dependent on applied voltage to saturable absorber.

The purpose of the work – create a graphene based saturable absorber for ultrafast fiber laser and investigate the influence of applied voltage on its characteristics.

The first chapter provides a literature review describing the physical foundations of laser technology and describe lasers with different types of mode-locking, and 2D materials applications and properties for laser technology.

The second chapter describes application of graphene for ultrashort fiber laser manufacturing based on active mode-locking.

The third chapter provides research results of the influence of applied voltage on main characteristics of laser pulses of manufactured fiber laser based on graphene saturable absorber.

ULTRASHORT PULSES FIBER LASER, FEMTOSECOND LASER, GRAPHENE
BASED SATURABLE ABSORBER, ELECTRICAL TUNING OF LASER
CHARACTERISTICS, ELECTROOPTICAL MODULATOR, GRAPHENE
CAPACITOR

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ.....	5
ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЛАЗЕРНОЇ ТЕХНІКИ.....	9
1.1. Загальні основи лазерної техніки.....	9
1.2. Волоконні та хвилеводні лазери.....	36
1.3. Синхронізація мод.....	42
1.4. 2D матеріали та їх властивості.....	44
РОЗДІЛ 2. ЗАСТОСУВАННЯ ГРАФЕНУ ДЛЯ СТВОРЕННЯ ЛАЗЕРІВ НАДКОРОДКИХ ІМПУЛЬСІВ.....	47
2.1. Лазери з активною синхронізацією мод на основі графену.....	47
РОЗДІЛ 3. РОЗРОБКА ОПТОВОЛОКОННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВІ ГРАФЕНУ З ЕЛЕКТРИЧНИМ КОНТРОЛЕМ ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИК.....	55
3.1. Виготовлення електрооптичного модулятора на основі графенового насичуючого поглинача.....	56
3.2. Створення лазера надкоротких імпульсів з використанням електрооптичного модулятора на основі графену	61
3.3. Проведення вимірювань та аналіз отриманих результатів	63
ВИСНОВКИ.....	73
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	74

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

2D – двовимірність;

ВАХ – вольт-амперна характеристика;

GEOM – графеновий електрооптичний модулятор;

ВНТ – вуглецеві нанотрубки;

G – коефіцієнт підсилення;

I – інтенсивність світла;

ППП – продукт параметра пучка

PMMA – поліметилметакрилат

ВСТУП

На сьогоднішній день нові двовимірні (2D) матеріали прозвели революцію в області надшвидкої лазерної технології. Вони зарекомендували себе, як ефективні, економічно вигідні і універсальні насичуючі поглиначі для так званих надшвидких лазерів, які випромінюють ультракороткі оптичні імпульси (за шкалою фемтосекунд). Завдяки своїм унікальним оптичним властивостям, таким як широкосмугове поглинання, короткий час відновлення, низький рівень насиченості і висока глибина модуляції, вони можуть бути використані як насичуючі поглиначі для різних лазерів (твердотільні, волоконні, напівпровідникові), що працюють на різних довжинах хвиль (від 500 до 2500 нм). Такі лазери мають різноманітне застосування в багатьох галузях промисловості, медичних процедурах, метрології, газовому зондуванні, лазерній спектроскопії тощо.

Атомічно тонкі шаруваті матеріали, які зазвичай називаються 2D матеріалами або низькорозмірними матеріалами, часто характеризуються унікальними електронними і оптичними властивостями. Найбільш популярним прикладом 2D матеріалу є графен, який складається з одного шару атомів вуглецю, утворюючи 2D гексагональну решітку. Графен є основним будівельним блоком тривимірного (3D) графіту. Зростання інтересу до нових двовимірних матеріалів почалося в 2004 році після відкриття унікальних електричних властивостей графена [1]. Після цього успіху вчені по всьому світу широко досліджують інші тонкошарові матеріали, такі як топологічні ізолятори, дихалкогеніди перехідних металів, чорний фосфор та багато інших.

Популярність 2D матеріалів серед дослідників в основному обумовлена їх унікальними електричними властивостями та їх потенційним застосуванням в електронних пристроях нового покоління. Проте ці матеріали також характеризуються багатьма унікальними оптичними властивостями, такими як

широкосмугове і майже незалежне від довжини хвилі поглинання або оптична бістабільність (насичуюче поглинання з ультракоротким часом відновлення і високою глибиною модуляції). Ці властивості роблять 2D матеріали корисними в лазерній технології, наприклад, в якості насичуючих поглиначів для лазерів, що генерують ультракороткі оптичні імпульси. Так звані лазери синхронізації мод, що випромінюють ультракороткі імпульси в інфрачервоному діапазоні та в даний час користуються попитом багатьох промислових, військових і медичних підприємств. Вони можуть бути використані в багатьох галузях, наприклад, в медицині та хірургії [2], обробці матеріалів [3], лазерній спектроскопії [4, 5] і фундаментальній науці (генерація терагерцових хвиль [6], багатофотонних системах для оптичного зображення [7], або генерація суперконтинууму [8]). Ультрашвидкі лазери також є основними елементами гребенів оптичних частот, які в даний час використовуються, наприклад, для калібрування спектрографа, що дозволяє виявляти позасонячні планети [9] або оптично-атомні годинники [10]. Дослідження нових 2D матеріалів значною мірою сприяють розробці нових лазерних джерел, що дозволяють генерувати коротші імпульси і ширші смуги пропускання в нових регіонах довжин хвиль, не досяжних будь-яким іншим когерентним джерелом світла.

Одним із провідних 2D матеріалів для реалізації електронних пристроїв нового покоління став графен завдяки своїм винятковим властивостям, таким як висока прозорість і провідність [11]. Сучасні дослідження графену в основному орієнтовані на його виготовленні та характеристиках, в результаті чого утворюються вуглецеві одноатомні шаруваті структурм з досягненням плідних електронних властивостей [12,13]. Проте фотонні властивості та застосування графена не були активно досліджені, незважаючи на великий потенціал. На сьогоднішній день, вуглецеві нанотрубки (ВНТ) розглядаються як наноструктура на основі вуглецю, яка була адаптована для практичних застосувань в сфері надшвидкої фотоніки. Зокрема, були реалізовані диверсифіковані нелінійні насичуючі поглиначі на основі вуглецевих нанотрубок для пасивних лазерних

пульсацій, які генерують високоякісні фемтосекундні імпульси, та було пояснено механізм лазерної пульсації за допомогою ВНТ пристроя синхронізації мод [14-16]. Нажаль, не зважаючи на високу нелінійність вуглецевих нанотрубок, у них ще є недоліки, в тому числі агломерацію окремих наноструктур, складний контроль вирівнювання та морфологічні фактори, включаючи хіральність і діаметр для проектування енергетичної забороненої зони, погана стабільність і довгострокова надійність завдяки високій поверхневій енергії. Було повідомлено [17], що графен також забезпечує надшвидке нелінійне насичуюче поглинання, що виключає притаманні проблеми для ВНТ [15,18]. Графен має значні переваги перед ВНТ, включаючи значно нижчий пороговий рівень насичуючого поглинання, та надшвидкий час релаксації до ступеня 200 фс, а також широкий робочий спектральний діапазон, що охоплює цілі діапазони телекомунікацій, що виникають із структур її крайових заборонених зон [17-20].

Метою даної роботи є розробка оптоволоконного фемтосекундного лазера з електрично перемикаючоюся пульсацією на основі графенового насичуючого поглинача.

Для цього потрібно було виконати наступні завдання: 1) провести аналіз існуючих розробок лазерних продуктів на основі графену з електрично перемикаючоюся пульсацією; 2) розробити електрично перемикаючийся синхронізатор мод на основі графену; 3) встановити вплив електричного сигналу на основні характеристики оптоволоконного фемтосекундного лазера.

РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЛАЗЕРНОЇ ТЕХНІКИ

1.1. Загальні основи лазерної техніки

1.1.1. Принцип роботи лазера

Для того, щоб зрозуміти основний принцип роботи лазера, треба спочатку розглянути пасивний резонатор, такий як розташування дзеркал, що створює замкнений шлях для світлового променя. Найпростіша конфігурація виконана тільки з двома дзеркалами (Рис. 1.1), одна з яких є плоскою, а одна - криволінійною. Завдяки цій кривизні світловий промінь з відповідним радіусом променя може циркулювати навколо резонатора, не стаючи ширше і ширше кожного разу. Однак його оптична сила зменшується, оскільки втрачається деяка енергія в кожному циклі резонатора.



Рисунок 1.1 Найпростіша конфігурація лазерного резонатора

Тепер можна вставити так зване підсилююче середовище (Рис. 1.2), яке, коли якесь джерело енергії («накачується») певним чином, підсилює світло в кожному циклі. Якщо коефіцієнт підсилення g нижче, ніж втрати резонатора l , захтування потужності тільки сповільнюється. Для $g = l$ оптична сила залишається постійною; а для $g > l$ потужність зростає з кожним циклом. Остання умова може підтримуватися назавжди; рано чи пізно висока внутрішньорезонаторна

інтенсивність буде насичувати підсилення. У встановившемся стані, досягнутому через деякий час, коефіцієнт підсилення буде точно достатнім для компенсації втрат резонатора. Потім ми маємо з неперервну роботу лазера с постійноб оптичну силу та $g = l$.

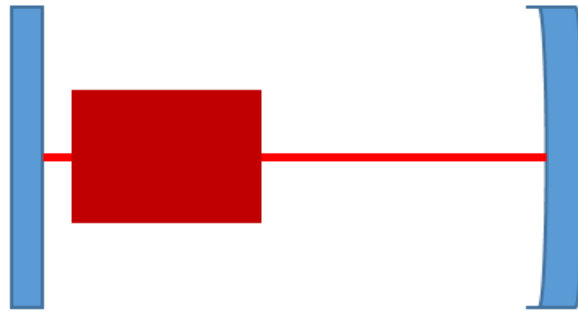


Рисунок 1.2 Найпростіша конфігурація лазерного резонатора із підсилюючим середовищем

Для отримання лазерного променя у вигляді корисного виходу пристрою, наприклад, ліве дзеркало діє як вихідна муфта, передаючи деякий відсоток (скажімо, 10%) внутрішньоканальної потужності. Передача вихідної муфти для оптимальної вихідної потужності залежить від доступного коефіцієнта підсилення і від інших оптичних втрат в резонаторі.

Як згадано вище, підсилююче середовище повинне бути накачане (тобто з енергією). У більшості випадків лазерне підсилюче середовище накачується або електрично (наприклад, електричним струмом через напівпровідникову структуру), або оптично (наприклад, при світлі з типово меншою довжиною хвилі, ніж лазерне світло, що поглинається в середовищі).

1.1.2. Спонтанне та стимульоване випромінювання

Лазерне підсилююче середовище містить щось типу лазерно-активних атомів або іонів, які мають різні енергетичні рівні (стани) і механізм, щоб помістити атоми (або іони) в певний збуджений стан.

Якщо атом знаходиться в збудженому стані, за деякий час він може спонтанно розкластися на більш низький енергетичний рівень, вивільняючи енергію у вигляді фотона, який випромінюється у випадковому напрямку. Цей процес називається спонтанним випромінюванням. Можливо також, що випромінювання стимулюється вхідними фотонами, що називається стимульованим випромінюванням. Випромінювання потім переходить у той самий напрямок, що й вхідний фотон. Фактично, поступаюче випромінювання посилюється. Це фізична основа підсилення світла в підсилювачах і лазерах.

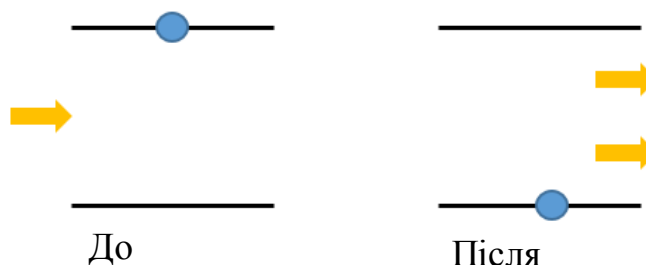


Рисунок 1.3 Стимульоване випромінювання

Звичайно, стимульоване випромінювання може відбуватися тільки для вхідних фотонів, які мають енергію, близьку до енергії лазерного переходу. Тому посилення лазера відбувається тільки для оптичних частот (або довжин хвиль) в обмеженій пропускну здатності посилення. Лазер зазвичай працює на оптичній довжині хвилі, де підсилююче середовище забезпечує найвищий коефіцієнт посилення.

У ансамблі атомів, що мають лише два енергетичних рівня (основний стан і збуджений стан), збуджені атоми можуть посилювати світло, тоді як атоми в основному стані можуть поглинати світло, що переводить їх до збудженого стану. Чисте посилення може бути досягнуто тільки тоді, коли більше 50% атомів знаходяться в збудженому стані. Ця умова називається інверсією населення. Лазерне посилення легше досягається, коли існує механізм, який швидко видаляє атоми з нижнього енергетичного рівня після кожного випромінювання (наприклад, шляхом перенесення на ще більш низький енергетичний рівень).

1.1.2. Оптичне накачування: три- і чотирирівневі системи

У простій дворівневій системі неможливо отримати інверсію популяції з оптичним накачуванням, оскільки система може поглинати світло накачування тільки до тих пір, поки інверсія популяції і, таким чином, посилення світла не будуть досягнуті. По суті, проблемою є стимульоване випромінювання, викликане самим світлом накачування.

Інверсія шляхом оптичного накачування стає можливою при використанні трирівневої системи (Рис. 1.4). Світло накачування з більш короткою довжиною хвилі (більш висока енергія фотонів) може переносити атоми з основного стану на найвищий рівень. Звідти, спонтанне випромінювання або безвипромінювальний процес (наприклад, за участю фононів в лазерному кристалі) передає атоми на проміжний рівень, який називається верхній лазерний рівень. Від цього рівня до основного стану може відбуватися перехід лазера з стимульованим випромінюванням. При досить високій інтенсивності накачування інверсія популяції для лазерного переходу може бути досягнута, оскільки стимульоване випромінювання випромінюванням накачування запобігнуте перенесенням на проміжний рівень.

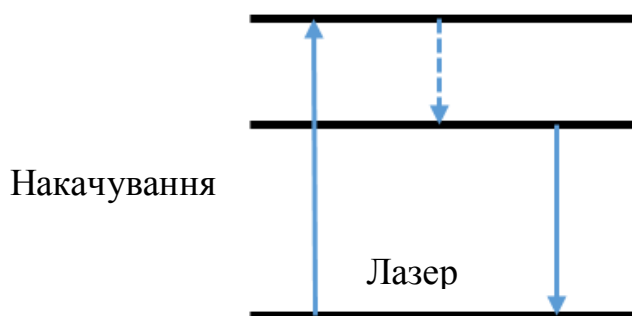


Рисунок 1.4 Трирівнева система накачування

Лазерне посилення з набагато більш низьким рівнем збудження можливе в чотирирівневій системі (Рис. 1.5), такій як Nd: YAG. Тут нижній рівень лазерного переходу дещо вище основного стану, а швидке (найчастіше невипромінювальне) перенесення звідти в основний стан зберігає популяцію нижнього лазерного рівня дуже малою. Тому помірна популяція на третьому рівні (верхній лазерний рівень), досягнута при помірній інтенсивності накачування, що достатньо для лазерного посилення.

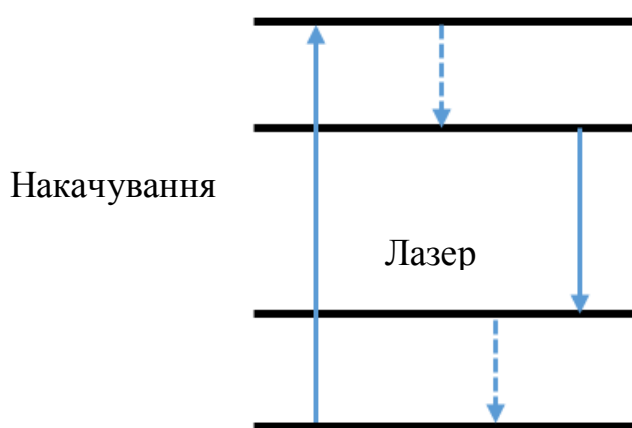


Рисунок 1.5 Чотирирівнева система накачування

1.1.4. Поперечні перерізи та рівні часу життя

Швидкість процесів стимульованого випромінювання для збудженого атома може бути розрахована за формулою

$$R_{\text{св}} = \sigma_{\text{в}} \frac{I}{h\nu},$$

яка є результатом так званого поперечного перерізу випромінювання $\sigma_{\text{в}}$ (з розмірністю області) і потоку фотонів (число фотонів на одиницю площі та інтервал часу). I - оптична інтенсивність, а $h\nu$ - енергія фотонів. Аналогічно, перерізи поглинання описують швидкості поглинання. Поперечні перерізи залежні від довжини хвилі, і для іонів в твердотільних середовищах вони значно залежать від навколишнього середовища.

Сила спонтанного випромінювання регулюється поперечними перерізами випромінювання і оптичною частотою, і смугою пропускання випромінювальних переходів.

Всі енергетичні рівні, за винятком найнижчого стану (основного стану) атома, мають кінцевий час життя, тому що рано чи пізно відбудеться перехід до більш низького рівня. Якщо тільки спонтанне випромінювання викликає такі переходи, зворотний час життя задається рівнянням Фюхтбауера-Ладенбурга,

$$\frac{1}{\tau_{\text{вип}}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_{\text{в}}(\nu) d\nu,$$

де $\tau_{\text{вип}}$ - так званий випромінювальний час життя, n - показник заломлення, а ν - оптична частота. Інтеграл охоплює оптичні частоти всіх переходів до нижчих рівнів.

Рівні тривалості життя в твердотільних середовищах можуть бути додатково зменшені за допомогою безвипромінювальних процесів, таких як багатофонове випромінювання або перенесення енергії на інші іони або дефекти кристалів. Для

лазерного середовища, в ідеалі, час життя у верхньому стані повинен бути поєднаний з набагато коротшим часом життя на нижньому стані

1.1.5. Смуга пропускання оптичного переходу

Всі оптичні переходи мають кінцеву смугу пропускання, таку як кінцевий діапазон частот або довжин хвиль, де відповідні перерізи великі. Різні фізичні явища впливають на пропускну здатність переходу.

Термін однорідне розширення відноситься до випадків, коли всі задіяні атоми або іони мають однакову спектральну ширину і положення розглянутого оптичного переходу. У багатьох випадках ширина лінії переходу визначається кінцевим часом життя відповідних енергетичних рівнів. У випадку різноманітностей рівня Старка в твердотільних середовищах відповідним часом життя може бути той самий підрівень різноманіття, який може бути досить коротким, якщо взаємодія з фононами кристалічної решітки призводить до швидких переходів між різними підрівнями. Цей ефект збільшує ширину ліній переходів у лазерних кристалах на порядки вище ширини лінії, яка була б розрахована з часу життя всіх різноманітностей рівня Старка.

Додаткове неоднорідне розширення означає, що різні атоми або іони відрізняються спектральними положеннями або ширинами своїх оптичних переходів, так що загальний спектр поперечного перерізу, який є своєрідним середнім за багатьма вкладками, стає ширшим. Неоднорідне розширення відбувається, наприклад, коли лазерно-активні іони можуть займати різні позиції решітки в лазерному кристалі (наприклад, в неупорядкованому кристалі), і подібні ефекти відбуваються в окулярах. У газовому лазері атоми рухаються з різними швидкостями, так що неоднорідне розширення відбувається в результаті ефекту Доплера.

Певний перехід часто називають однорідним/неоднорідним розширенням, коли домінує однорідне/неоднорідне розширення. Тип розширення також впливає на характеристики насичення і, таким чином, на робочі характеристики багатьох лазерних систем.

1.1.6. Лазерне підсилення

У найпростішому випадку ми маємо лише іони (або атоми) у верхньому лазерному рівні з числом щільності N_2 . Потім отримуємо коефіцієнт посилення:

$$g(\lambda) = N_2 \sigma_v(\lambda) L,$$

де L - довжина середовища. Це перетворюється на коефіцієнт посилення потужності для падаючого світла:

$$G = \exp(g) = \exp[N_2 \sigma_v(\lambda) L]$$

Якщо є також поглинання з нижнього лазерного рівня з щільністю населення N_1 , наприклад, ми повинні це врахувати і отримаємо:

$$g(\lambda) = [N_2 \sigma_v(\lambda) - g(\lambda) = N_1 \sigma_n(\lambda)] L$$

Якщо щільності популяції змінюються з положенням z вздовж пучка:

$$g(\lambda) = \int [N_2(z) \sigma_v(\lambda) - g(\lambda) = N_1(z) \sigma_n(\lambda)] dz$$

Z -залежні щільності населення можна обчислити за допомогою рівнянь зв'язаної швидкості (тобто з диференціальними рівняннями для тимчасової еволюції). В якості альтернативи можна використовувати щільності стаціонарної популяції, розраховані з локальних оптичних інтенсивностей накачування і випромінювання лазера. Саме ці інтенсивності залежать від щільності населення, оскільки вони визначають посилення або поглинання. Численні моделі можуть

обробляти такі питання. Вони особливо складні, коли також представляють інтерес поперечні розміри.

Але, у багатьох випадках можна використовувати більш прості моделі. Наприклад, поперечним розміром часто можна знехтувати, так що загальний коефіцієнт посилення або поглинання в лазерному кристалі буде залежати тільки від просторово інтегрованих щільностей населення, а не від їх детального розподілу. Також досить часто розраховують стаціонарні значення, не враховуючи динамічні аспекти.

1.1.7. Насичення підсилення

Стимульоване випромінювання не тільки підсилює світло, але і видаляє лазерно-активні іони з верхнього стану. Навіть якщо посилююче середовище постійно накачується, висока швидкість стимульованого випромінювання (внаслідок великої підсиленої інтенсивності) зменшить популяцію верхнього лазерного рівня і, отже, «наситить» (зменшить) посилення лазера.

У багатьох випадках представляє інтерес стаціонарне значення коефіцієнта підсилення. Рівняння швидкості для оптично накачуваного середовища підсилення, поєднується з кількома (часто дійсними) припущеннями, призводить до простого рівняння

$$g(I_N, I_L) = \frac{g_0 I_N}{1 + I_L / I_{L, \text{насих}}},$$

де I_N і I_L - інтенсивність накачування і лазера, відповідно, g_0 - так зване посилення малого сигналу (досягнуте для $I_L = 0$), а $I_{L, \text{насих}}$ - інтенсивність насичення відповідно до

$$I_{L, \text{насих}} = \frac{h\nu_L}{\sigma_v \tau_2},$$

де $h\nu_{\text{л}}$ – енергія фотонів підсиленого лазерного світла, $\sigma_{\text{в}}$ – випромінення поперечного перерізу, τ_2 – час життя верхнього стану.

Якщо інтенсивність лазерного світла дорівнює інтенсивності насичення, коефіцієнт підсилення зменшується до половини посилення малого сигналу. Останнє залежить від потужності накачування, що подається на середовище підсилення. Ця залежність може бути або не бути лінійною залежно від обставин. При прикладанні постійної потужності накачування і сигналу, коефіцієнт посилення зазвичай досягає декілька разів часу життя верхнього стану, поки він не досягне встановленого значення, що визначено формулою.

Іншим важливим випадком є короткий лазерний імпульс з щільністю потоку (енергія на одиницю площі) $F_{\text{п}}$. Після підсилення цього імпульсу, коефіцієнт посилення зменшується від початкового значення g_0 до

$$g_{\text{кінц}} = g_0 \exp\left(-\frac{F_{\text{п}}}{F_{\text{л,насич}}}\right)$$

з начисиченням щільності потоку

$$F_{\text{л,насич}} = \frac{h\nu_{\text{л}}}{\sigma_{\text{в}}}.$$

Час життя верхнього стану тут не виникає, оскільки тривалість імпульсу вважається набагато коротшою за час життя верхнього стану, так що спонтанне випромінювання протягом цього часу не є актуальним.

1.1.8. Однорідне та неоднорідне насичення

Якщо всі лазерно-активні іони (або атоми) мають однакові спектри випромінювання, а поглинанням можна знехтувати, насиченість посилення просто зменшить величину посилення але не вплине на його спектральну форму. Таке однорідне насичення посилення відбувається, наприклад, в лазерних кристалах, де всі лазерніактивні іони займають еквівалентні позиції кристалічної решітки.

Неоднорідне насичення може виникати, коли різні іони мають різні спектри випромінювання (наприклад, внаслідок різних позицій решітки в твердому середовищі) або різних швидкостей частинок в газі. У цьому випадку вузькосмуговий лазерний промінь може переважно насичувати ті іони (або атоми), які найбільш сильно випромінюють при даній довжині хвилі. У результаті змінюється баланс різних внесків у коефіцієнт посилення, а отже, і спектр посилення. На Рис. 1.6 проілюстровано цей ефект для вузькосмугового лазерного променя при 1064 нм: коефіцієнт посилення найбільш сильно зменшується для довжин хвиль навколо довжини хвилі насичення.

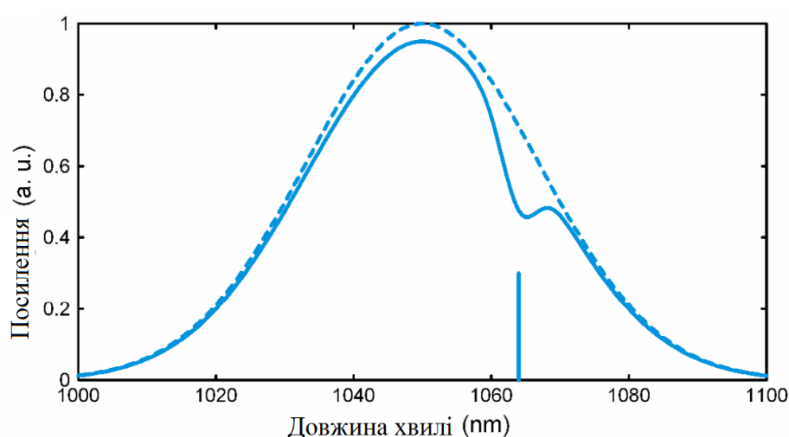


Рисунок 1.6 Залежність посилення від довжини хвилі при неоднорідному насиченні [21]

Очевидно, що ефекти насичення значно складніше обчислити у випадку неоднорідного насичення. Вони можуть мати значний вплив на функціонування хвилерегульованих і одночастотних лазерів.

1.1.9. Просторове спалювання дірок

У багатьох лазерах, особливо з лінійними резонаторами, підсилююче середовище піддається зустрічним лазерним променям, які утворюють так звану "стоячу хвилю" через перешкоди, що призводять до сильної, залежної від місцезнаходження інтенсивності лазера. Це має по суті два ефекти:

- Насичення посилення є більш сильним в місцях з більш високою інтенсивністю лазера, що призводить до просторової структури щільності збудження. Цей ефект називається просторовим спалюванням дірок.
- Щільність збудження в областях з більш високою оптичною інтенсивністю важливіша для результуючого лазерного посилення.

Рисунок 1.7 демонструє як інтенсивність одночастотного лазерного променя насичує посилення лазера (чорна крива). Зниження коефіцієнта підсилення для цього пучка сильніше, ніж для другого пучка з меншою інтенсивністю і дещо іншою довжиною хвилі: пучності останнього пучка не повністю перекриваються з сильно насиченими областями середовища підсилення. Фактично ми маємо своєрідну неоднорідну насиченість.

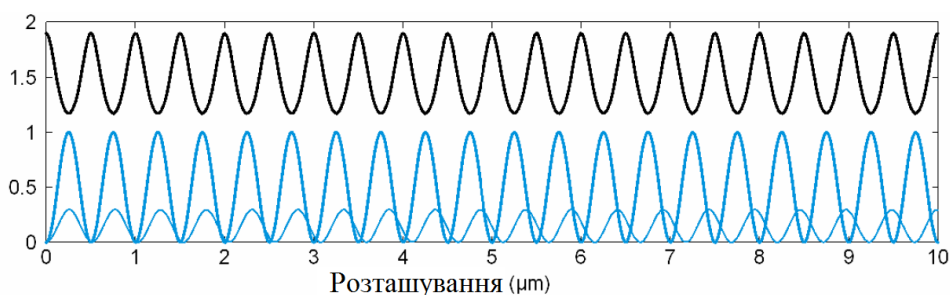


Рисунок 1.7 Насичення посилення лазера за допомогою одночастотного лазерного променя [21]

Можливі наслідки для лазерної експлуатації різноманітні. Одночастотна операція стає більш складною, оскільки режим генерації отримує більше насичення посилення, ніж будь-які слабкі конкуруючі режими. Ефективність лазера може бути зменшена, якщо збудження в вузлах поля (темні області) не можуть бути використані. Просторове спалювання дірок також має наслідки для регулювання довжини хвилі і для генерації ультракоротких імпульсів з синхронізацією мод.

1.1.10. Поріг потужності та ефективність нахилу

Робота лазера вимагає оптичного посилення, яке принаймні компенсує оптичні втрати в лазерному резонаторі. Для занадто низької потужності накачування це не досягається; кажуть потужність нижче порогової. Потім він випромінює лише деяку посилену флуоресценцію, яка зазвичай набагато слабше, ніж регулярне лазерне випромінювання для накачування вище порогової потужності.

Вище порогової потужності лазера вихідна потужність часто зростає лінійно з потужністю накачування припускаючи оптичне накачування. Нахил кривої для відношення вихідної потужності до вхідної називається ефективністю нахилу. На

Рис. 1.8 показано варіант з пороговою потужністю 2,5 Вт і ефективністю нахилу 50%.

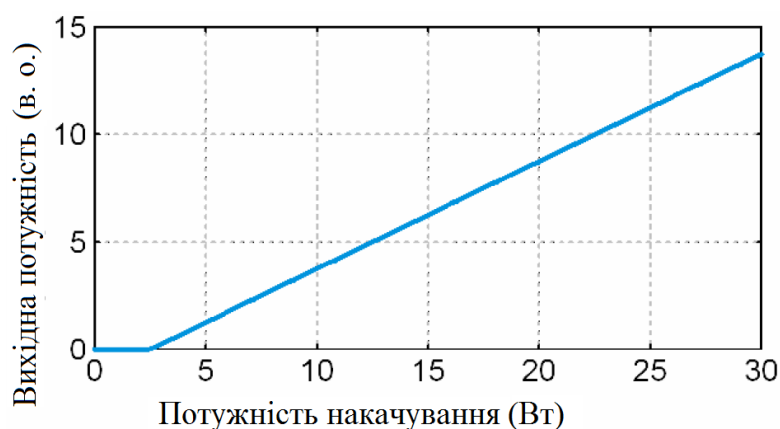


Рисунок 1.8 залежність вихідної потужності від потужності накачування [22]

І порогова потужність насоса, і ефективність нахилу оптично накачуваного лазера можуть бути визначені у відношеннях або їх вхідної або їх поглинутої потужності накачування.

Більш низька вихідна трансмісія призводить до зниження порогової потужності накачування, але це також може знизити ефективність нахилу, оскільки більша частка циркулюючої потужності може бути втрачена через паразитні втрати. Значення вихідної трансмісії для оптимальної вихідної потужності залежить від потужності накачування. Більшість лазерів спроектовані таким чином, що потужність накачування в кілька разів перевищує її порогову потужність.

Низькі порогові значення потужності накачування можуть бути досягнуті за рахунок збереження малих втрат резонатора за рахунок використання ефективного середовища посилення з великим продуктом випромінювання поперечного перерізу і часу життя верхнього стану (продукт $\sigma - \tau$), за допомогою резонатора з невеликою площею мод і за допомогою накачування тільки області резонатора мод всередині середовища підсилення.

1.1.11. Енергоефективність

Для досягнення високої ефективності перетворення енергії важливе вирішення різноманітних питань, особливо для твердотільних лазерів з оптичним накачуванням:

- Підсилююче середовище повинне бути достатньо довгоим і достатньо легованим для ефективного поглинання накачуваного світла.
- Для (квазі-) трирівневих середовищ посилення довжина також не повинна бути занадто довгою, навіть якщо це дещо погіршує поглинання накачування. В протилежному випадку ефекти реабсорбції стають занадто сильними.
- Порогова потужність накачування повинна підтримуватись низькою, шляхом мінімізування втрат резонатора. Крім того, втрати резонатора повинні бути домінувати над передачею з вихідного з'єднувачу (висока ефективність зв'язування), так що більшість згенерованих фотонів переносяться у вихідний промінь, а не втрачаються через паразитні втрати. Останні повинні бути зведені до мінімуму, наприклад, за допомогою високоякісних дзеркал (з високою відбивною здатністю) і матеріалів з низькими втратами розсіювання і поглинання, а також шляхом мінімізації кількості оптичних поверхонь.
- Резонатор повинен мати моди з підходящими ефективними зонами, а накачування має відбуватися тільки в межах обсягу мод резонатора.
- Підсилююче середовище не повинне проявляти шкідливих процесів, таких як паразитне поглинання (включаючи поглинання у збудженому стані) або гасіння популяції у верхньому стані через небажану перехресну релаксацію або підвищену конверсію. Воно також повинно мати малий квантовий дефект (тобто високе співвідношення енергій фотонів лазера і випромінювання накачування).

Це показує, що оптимізація енергетичної ефективності вимагає балансу багатьох факторів, іноді пов'язаних з важливими компромісами.

1.1.12. Посилене спонтанне випромінювання

Навіть для енергії накачування, нижчої енергії порогу лазера, лазер випромінює деяке світло, як правило, на низькому рівні потужності. Це світло походить від спонтанного випромінювання в середовищі підсилення і додатково посилюється. Хоча це посилене спонтанне випромінювання (ПСВ) може бути дуже слабким в лазерах з малими втратами у резонаторі, воно часто обмежує посилення в лазерному підсилювачі, що може бути досягнуте, оскільки воно виділяє значну кількість енергії, як тільки коефіцієнт посилення досягає декількох десятків дицел. На Рис. 1.9 показаний цей ефект для волоконного підсилювача, де ПСВ насичує коефіцієнт посилення для потужностей накачування вище ≈ 0.6 Вт.

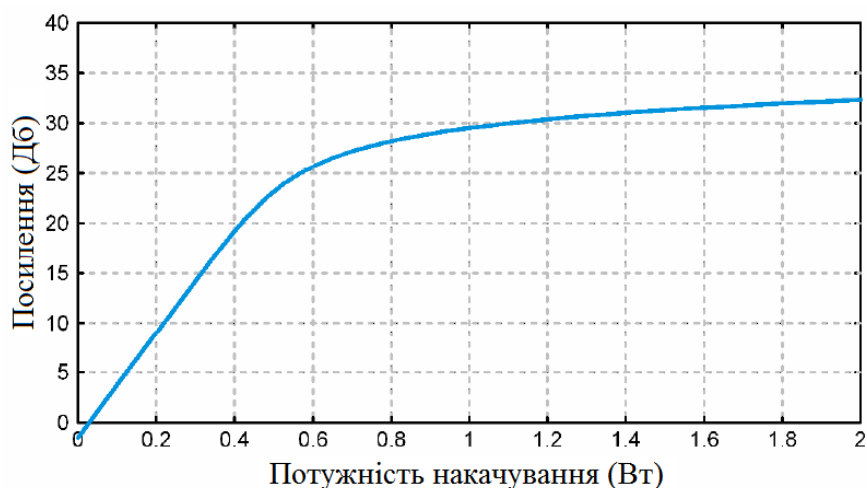


Рис. 1.9 Ефект оптоволоконного підсилювача [22]

Хоча флуоресценція йде у всіх просторових напрямках, ПСВ може бути строго спрямованим для середовищ посилення з великим співвідношенням (наприклад, оптичних волокон або довгих лазерних стрижнів), забезпечуючи більш довгий шлях з посиленням для деяким просторовим напрямком

Підсилююче спонтанне випромінювання не завжди є небажаним. Воно може бути використане в тих випадках, коли необхідний широкий і гладкий оптичний спектр у поєднанні зі значною вихідною потужністю і високою просторовою когерентністю (наприклад, для оптичної когерентної томографії, гіроскопів і деяких волоконно-оптичних датчиків). Такі джерела ПСВ (які також називаються суперлюмінесцентними джерелами) є, по суті, лазерами (часто лазерними діодами), де оптичний зворотний зв'язок від дзеркал резонатора вилучений.

1.1.13. Характеристики лазерного світла

Лазерне світло має ряд особливих властивостей:

- Лазери зазвичай випромінюють світло у вигляді лазерних променів. Їх висока ступінь просторової когерентності (фаза взаємозв'язку по всьому профілю променя) дозволяє для малого пучка розбіжність помірного розміру пучка (високоточна спрямованість), а також дає можливість фокусування лазерного випромінювання на дуже малі пучки.

- У багатьох випадках лазерне випромінювання також має високий ступінь тимчасової когерентності, що означає довгу когерентну довжину і вузький оптичний спектр (квазімонохроматичне випромінювання). Дещо ретельно стабілізовані лазери можуть випромінювати монохроматичне світло з надзвичайно чітко визначеною оптикою частоти. У крайніх випадках оптична пропускну здатність становить менше 10-15 разів оптичної середньої частоти.

- Більшість лазерів випромінюють інфрачервоне (невидиме) світло, деякі можуть випромінювати видиме або навіть ультрафіолетове світло. Однак, методи нелінійного перетворення частоти можуть бути використані для генерації інших довжин хвиль.

- У більшості випадків лазерне випромінювання лінійно поляризовано; наприклад, електричне поле коливається тільки в одному напрямку, перпендикулярному лазерному пучку.

Додатковою цікавою особливістю є те, що деякі лазери можуть випромінюють світло у вигляді коротких імпульсів, з імпульсом тривалість наносекунд, пікосекунди або навіть до декількох фемтосекунд. Навіть помірну енергію пульсу (наприклад, кількох мДж) приводять до величезних пікових потужностей, коли поєднанні з тривалим ультракоротким імпульсом.

Деякі з цих характеристик, зокрема, можливі високі оптичні інтенсивності, можуть зробити лазерне світло досить небезпечним. Тоді старанні заходи безпеки лазера необхідні, особливо для уникнення травм очей.

1.1.14. Гауссові пучки

Лазери часто генерують так звані гауссові пучки, де поперечний профіль розподілу електричного поля пучка може бути описаний функцією Гаусса:

$$E(r, z) \propto \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp[i\varphi(z, r)],$$

де r - відстань від осі пучка, z - координата вздовж напрямку розповсюдження, $w(z)$ - так званий радіус Гауссового пучка, а $\varphi(z, r)$ - термін, що описує еволюцію фази вздовж пучка а також кривизна хвильових фронтів:

$$\varphi(z, r) = kz - \arctan \frac{z}{z_R} + \frac{kr^2}{2R(z)},$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, $R(z)$ – кривизна хвильових фронтів та

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

являється довжиною Релея (або діапазоном Релея), обчисленою з радіусу пучка w_0 у фокусі пучка. Радіус пучка розвивається відповідно до

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_r}{z}\right)^2}$$

та радіус кривизни як

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_r}{z}\right)^2 \right]$$

Рисунок 1.10 демонструє зміну радіуса пучка навколо фокуса, а також кривизну хвильових фронтів, яка слабенька поблизу і дуже далека від фокуса променя.

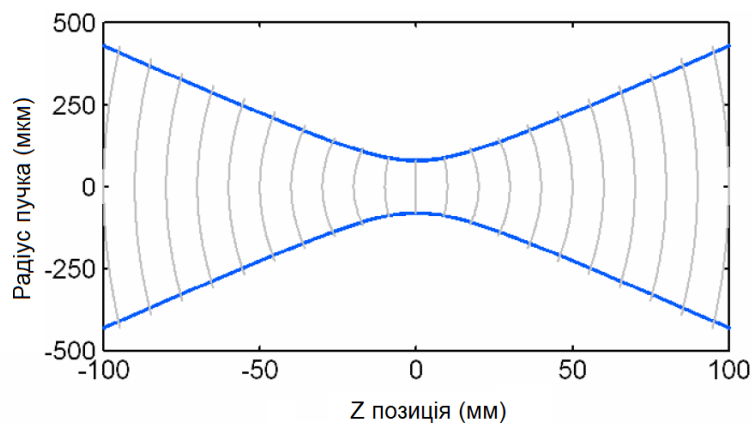


Рисунок 1.10 Зміна радіуса пучка навколо фокуса та кривизна хвильових фронтів [23]

Частота пучка розраховується за формулою:

$$I(r, z) = \frac{P}{\pi w(z)^2 / 2} \exp \left[-2 \frac{r^2}{w(z)^2} \right];$$

Для $r = w$, вона досягає приблизно 13.5% свого значення на осях.

Для $z \gg z_r$ радіус пучка змінюється майже лінійно, а кут розбіжності визначається як

$$\theta = \frac{dw}{dz} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

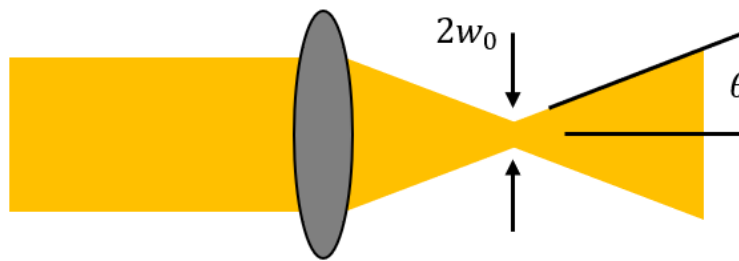


Рис. 1.11 Приклад Гауссового пучка

Рівняння показує, що продукт параметру пучка (ППП), визначений як добуток радіуса талії пучка w_0 і кута розбіжності, становить λ / π і, таким чином, не залежить від w_0 . Насправді, Гауссовський пучок має найменший можливий (дифракційно обмежений) PPP, який може бути інтерпретований як максимально можлива якість променя.

При розповсюдженні в однорідному середовищі гаусовий пучок залишається гаусовим, змінюються лише його параметри (радіус пучка, радіус кривизни хвильового фронту і т.д.). Те ж саме для розповсюдження через тонкі лінзи або для відображення у слабо викривлених дзеркалах. Ці властивості надають гауссовим променям важливу роль в оптиці, включаючи фізику оптичних резонаторів. Навіть для чітко негауссівських пучків існує узагальнене розповсюдження гауссового пучка (що включає так званий M^2 фактор), яке можна

широко використовувати. Однак розповсюдження гаусового пучка руйнується для пучків що дуже сильно розходяться (таким чином, також для дуже щільно зосереджених променів), оскільки аналіз базується на так званому параксиальному наближенні, яке потім порушується.

1.1.15. Якість лазерного пучка

Якість пучка лазерного променя визначає, наскільки добре він може бути сфокусований на маленькій точці, або на якій відстані він може бути відправлений з помірною дивергенцією променя. По суті, якість пучка є предметом просторової когерентності.

В якості кількісного показника якості пучка може бути використаний ППП, який є продуктом радіуса пучка (у фокусі) і розбіжності пучка. ППП не змінюється, коли промінь надсилається, наприклад, через лінзу (без аберацій), тому фокус зручного розміру для вимірювання ППП пучка може генеруватися.

Іншим поширеним показником є фактор M^2 , який визначається як ППП, поділений на ідеальний ППП для даної довжини хвилі. Це означає, що розбіжність променя M^2 в рази більша, ніж дифракція, обмежена для даного розміру талії пучка. Висока якість пучка означає низьке значення ППП і M^2 ; він дозволяє фокусуватися в малу точку без надмірної розбіжності пучка.

Стандарт ISO 11146 детально визначає, як необхідно виміряти коефіцієнт ППП і M^2 фактор. Одним з важливих чинників є визначення радіусу променя для негаусових профілів інтенсивності. Рисунок 1.12 показує, що часто використовувана повна ширина на половині максимуму (FWHM) не може мати сенсу, оскільки два показані профілі мають однакові FWHM, але явно не повинні розглядатися як такі, що мають однакову ширину. Замість цього використовується визначення

$$w_x \equiv 2 \sqrt{\frac{\int x^2 I(x, y) dx dy}{\int I(x, y) dx dy}},$$

використовується, наприклад, для напрямку x , на основі профілю інтенсивності $\int I(x, y)$. Для гауссового пучка це призводить просто до радіуса гауссового пучка w .

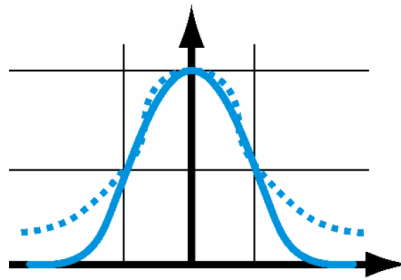
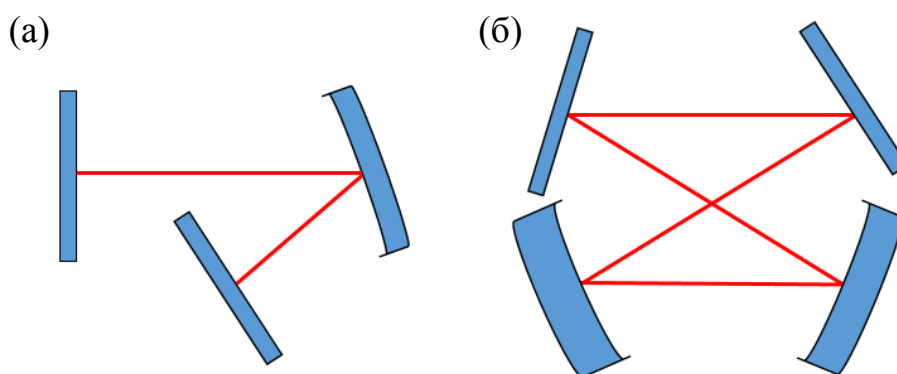


Рисунок 1.12 Приклад профілю інтенсивностей гауссового пучка [23]

1.1.16. Основна структура оптичного резонатора

Оптичний резонатор, часто також називаємий оптичною ємністю, це розташування, яке дозволяє пучку світла циркулювати по замкнутому шляху. Існує два основних типи оптичних резонаторів

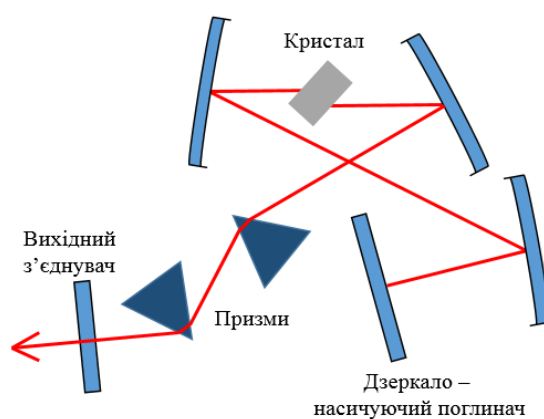
- Резонатори стоячої хвилі (або лінійні), де світло відскакує назад і вперед між двома кінцевими дзеркалами (можуть бути використані додаткові дзеркала, що згинаються) (Рис. 1.13 (а));
- кільцеві резонатори, де світло може циркулювати у двох різних напрямках (Рис. 1.13 (б)).



Рисинук 1.13 Типи оптичних резонаторів: (а) лінійний; (б) кільцевий

Лазерні резонатори та інші оптичні резонатори, як правило, утворені за допомогою лазерних дзеркал, які в більшості випадків є діелектричними дзеркалами. Деякі дзеркала можуть бути частково пропускаючими, з'єднуючими світло в резонатор або з нього. Резонатор може містити додаткові оптичні елементи, такі як лазерний кристал, оптичний модулятор або нелінійні пристрої. Деякі резонатори монолітні, складаються, наприклад, з монокристала з загальним внутрішнім відбиттям на всіх або більшості його поверхонь, або а сферичний шматок скла

На Рис. 1.14 показано більш складний лазерний резонатор, який використовується в лазерній синхронізації мод. Він містить пару призм для компенсації дисперсії.



Рисунук 1.14 Лазерний резонатор більш складної конструкції

1.1.17. Мода резонатора

Мода резонатора - це розподіл електричного поля зберігаючого свій складний амплітудний розподіл після повного кругового проходження, крім можливих втрат оптичної потужності.

Наприклад, розглянемо простий лінійний резонатор, показаний на Рис. 15.



Рисунок 1.15 Найпростіша конфігурація лазерного резонатора

Якщо радіус кривизни правого дзеркала більше відстані до площини лівого дзеркала, то цей резонатор стабільний і найпростіша резонаторна мода відповідає гауссовому пучку з фокусом на лівому дзеркалі.

Крім того, стабільний резонатор має, так званий, вищий порядок поперечної моди з більш структурованими розподілами інтенсивності. У простому випадку (без внутриврезонаторних аберацій), у нас є моди Ерміта-Гауса, де електрична напруженість поля пропорційна продукту функції Гауса і полінома Ерміта. Функція найнижчого порядку цього типу є Гаусовою, в той час як профілі інтенсивності мод вищого порядку більш складні зображення (Рис. 1.16).

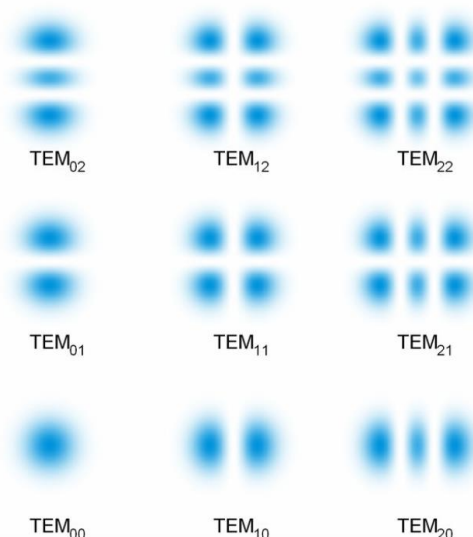


Рисунок 1.16 Інтесивності мод резонатора [24]

1.1.18. Принцип роботи хвилеводу

При поширенні в оптично однорідному середовищі, лазерний промінь рано чи пізно почне розходитися. Це можна трактувати, як явище дифракції, яке поширене для всіх видів хвиль. Розходження супроводжується кривизною хвильових фронтів.

Постійний радіус пучка може бути отриманий для довільно довгих відстаней поширення, якщо ефект дифракції врівноважується (наприклад, оптично неоднорідною структурою). Простий випадок - це середовище з показником заломлення, який радіально зменшується, як показано на Рис. 1.17. Промінь потім піддається ефекту фокусування, який може точно збалансувати дифракцію для певних профілів променя. Тоді хвильові fronti залишаються скрізь планарними.

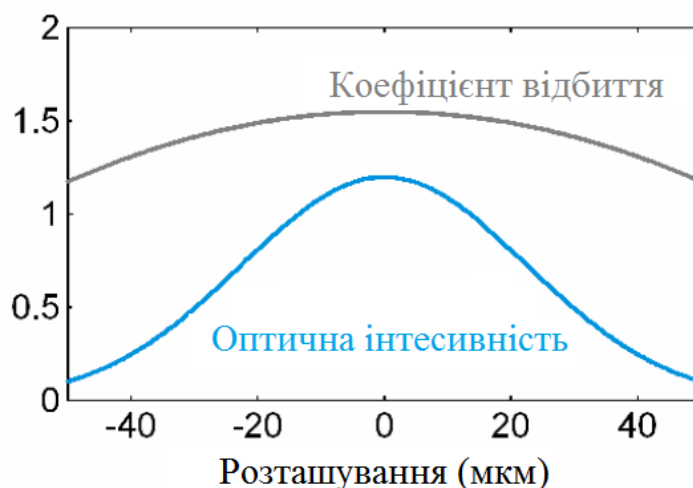


Рисунок 1.17 Оптичне середовище із показником заломлення, що зменшується радіально. [25]

До певної міри хвилеведення можна зрозуміти, розглядаючи проходи світлових променів, які піддаються повному внутрішньому відображенню.

Існують хвилеводні лазери, де світло циркулює в лазерному резонаторі і частково поширюється в хвилеводну структуру. Волоконні лазери і більшість діодних лазерів є важливими прикладами для хвилеводних лазерів. Також, лазерне світло може транспортуватися від джерела світла до деякої цілі, використовуючи хвилевод. В більшості випадків, для цього використовуються оптичні волокна.

1.1.19. Оптичне волокно

Оптичні волокна являються важливим типом хвилеводу. Найбільш поширеним типом є скловолокно, яке має волокнисту серцевину із злегка збільшеним показником заломлення, оточеним оболонкою і зазвичай полімерною оболонкою (Рис1.).

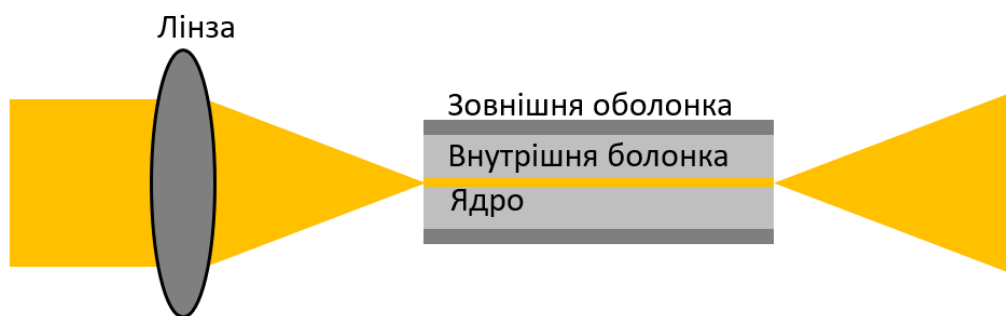


Рисунок 1. Схематичне зображення хвилеводу з оптичним волокном

Коли світло правильно введене в ядро волокна, воно поширюється вздовж нього (навіть якщо волокно дещо згинається), поки не вийде на іншому кінці. Волокна можуть транспортувати світло, а також маніпулювати ним різними способами:

- З використанням одномодового волокна (що підтримує тільки одну моду) забезпечується стабільний профіль вихідного променя, незалежно від детальних умов запуску. Однак, ефективний запуск вимагає гарної якості вхідного променя і точного вирівнювання.
- Коли волокно леговане деякими рідкоземельними іонами (наприклад, $Er^{3+}, Yb^{3+}, Nd^{3+}$), воно може бути використано для посилення світла в волоконному лазері або волоконному підсилювачі, якщо використовується додаткове світло накачування.
- Оптичні нелінійності і хроматична дисперсія в волокні можуть призвести до широкого спектру явищ, таких як рамановське посилення, чотирьоххвильове змішування, спектральне або тимчасове розширення або стиснення імпульсів, генерація суперконтинууму, формування і розпад солітонних імпульсів тощо.

1.2. Волоконні та хвилеводні лазери

Хвилеводні лазери містять хвилевод в якості випромінювального середовища. Найважливішим типом хвилеводних лазерів є волоконні лазери. Хвилеводні лазери мають багато різновидів:

- Малі DBR і DFB волоконні лазерами, що мають резонатор довжиною в кілька сантиметрів, можуть слугувати в якості лазерних джерел з вузькою шириною довжини хвилі
- Існують оптичні лазери які генерують видиме світло від інфрачервоного світла накачування.
- Деякі волоконні лазери регулюють довжину хвилі випромінювання на десятки нанометрів.
- Волоконні лазери і підсилювачі на основі двошарових волокон можуть генерувати кілька кіловат вихідної потужності з високою якістю лазерного пучка.
- Існують волоконні лазери з регульованою добротністю, що генерують наносекундні імпульси, і пристрої синхронізації мод для пікосекундного і фемтосекундного режиму генерації імпульсів.
- Раманові волоконні лазери забезпечують додаткові можливості для перетворення довжини хвилі.
- Волоконні підсилювачі забезпечують високе посилення, наприклад, ультракоротких імпульсів до більш високих рівнів потужності. Навіть якщо фактичний лазер не є волоконним лазером, отриманий лазерний пристрій може мати деякі характеристики волоконного лазера.

Залежно від випадку такі пристрої використовують різні спеціальні властивості волокон, такі як велика пропускна здатність посилення, висока ефективність посилення, геометрія і хвилеводність, які дозволяють отримувати високу

потужність у поєднанні з гарною якістю пучка і потенційно низькою вартістю. Таблиця 1 демонструє основі властивості та переваги оптоволоконних лазерів.

Аспект	Властивості
Застосування	Обробка матеріалів; Телекомунікації Оптична метрологія Хірургія;
Джерела накачування	Інші лазери, переважно лазерні діоди
Енергетична ефективність	Зазвичай 30-70%
Доступні довжини хвиль	інфрачервоний, видимий, ультрафіолетовий спектри
Регулювання довжини хвилі	Часто можлива понад десятки нанометрів
Середня потужність вихідного пучка	Від 10 мВт до 1кВт
Якість пучка	зазвичай дифракційно обмежена
Безперервність хвиль	Присутня
Наносекундна генерація імпульсу	присутня, с можливістю регуляції добротності, зороще зберігання енергії, обмеження кількість мод
Пікосекундна та наносекундна генерація імпульсу	Присутня, тривалість імпульсу обмежена дожиною хвилі, нелінійність, хроматична дисперсія.

Таблиця 1. Основі властивості та переваги оптоволоконних лазерів

1.2.1. Волокна, леговані рідкоземельними елементами

Волоконні лазери і підсилювачі майже завжди базуються на волокні, легованому рідкоземельними елементами. Найважливіші типи перелічені в Табл.1:

Іон	Найпоширеніші основи для легування	Довжини випромінювання, мкм
Неодим (Nd)	Силікати та фосфати	1.03-1.1, 0.9-0.95, 1.32-1.35
Ітербій (Yb)	Силікати	1.0-1.1
Ербій (Er)	Силікати, фосфати, фториди	1.5-1.6, 2.7, 0.55
Тулій (Tm)	Силікати, германати, фториди	1.7-2.1, 1.45-1.53, 0.48, 0.8
Гольмій (Ho)	Силікати, фториди	2.1, 2.8-2.9
Паразеодим (Pr)	Силікати фториди	1.3, 0.635, 0.6, 0.52, 0.49

Таблиця 2. Рідкоземельні елементи для легування волокон

Найбільш технологічно важливими волокнами, легованими рідкоземельними елементами, є волокна кремнію, леговані ербієм, які використовуються для волоконно-оптичних підсилювачів телекомунікаційних волокон і волокон кремнію, легованих ітербієм для високо потужних пристроїв.

Оскільки чистий кремній не ідеально підходить для легування рідкоземельними елементами, використовуються силікати, що базуються на кремнії, але мають різні додаткові добавки. Наприклад, існують алюмосилікатні, германосилікатні і фосфорсилікатні стекла.

Фторидні волокна повністю різняться в багатьох відношеннях і зазвичай містять іони важких металів; флуороцирконати є найбільш важливими внаслідок їх гарної середньо-інфрачервоної прозорості і низькими енергіями фононів.

1.2.2. Типи волоконних лазерних резонаторів

Існують різні методи побудови волоконних лазерних резонаторів. У простих лабораторних установках звичайні діелектричні лазерні дзеркала можуть бути прикріплені до перпендикулярно розщеплених кінців волокон (Рис. 2.1 (а)). Однак, цей підхід не дуже практичний для масового виготовлення і не дуже міцний. Можливо також наносити діелектричні покриття безпосередньо на кінці волокна, як правило, методом випаровування. 4% Френелевського відбиття від необробленого кінця волокна часто достатньо для вихідного з'єднувача. Для кращого керування потужністю світло, що виходить з волокна, може колімізуватися лінзою і відбиватися назад діелектричним дзеркалом (Рис. 2.1 (б)). Інтенсивності на дзеркалі значно зменшуються завдяки значно більшій площі променя. Ефект додаткового відбиття Френеля на кінці волокна можна зменшити, використовуючи кутові кінці волокна. Волоконні решітки Брегга часто використовуються для комерційних виробів і виготовляються або безпосередньо в легованому волокні, або нелегованому волокні, яке з'єднане зі звичайним волокном. Інший варіант передбачає формування дзеркала волоконного дзеркала у вигляді петлі на основі волоконного з'єднувача (наприклад, з коефіцієнтом розділення 50:50) і деякою частиною звичайного волокна (Рис. 2.1 (в)).

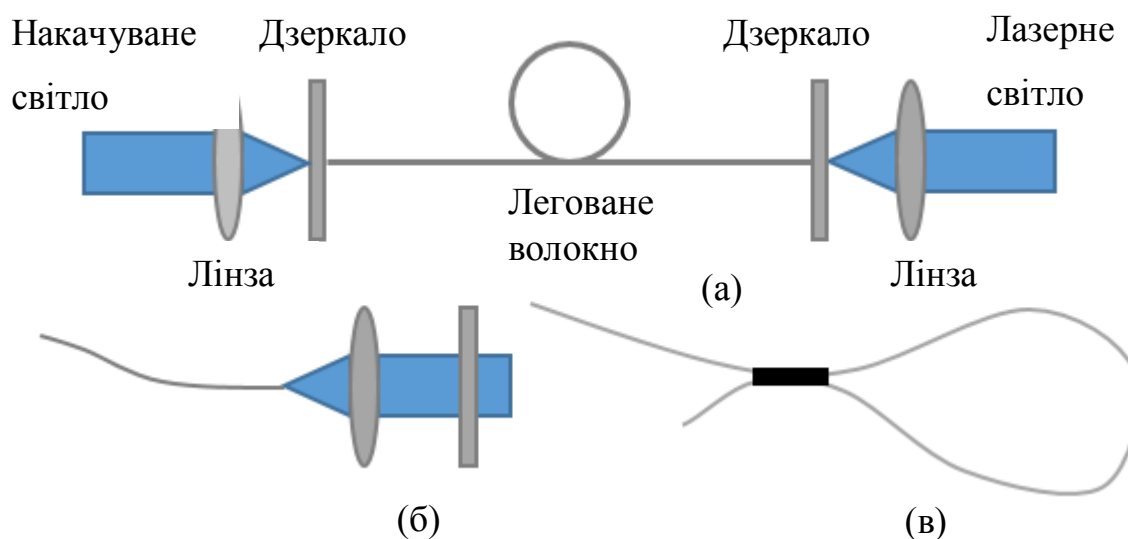


Рисунок 2.1 (а) діелектричні лазерні дзеркала, перепендикулярно прикріплені до кінців волокон; (б) дзеркало розташоване поза лінзою; (в) волоконне дзеркло у вигляді петлі

1.2.3. Поляризація у волокні

Більшість оптичних волокон мають, в принципі, циліндричну симетрію, але зі випадковими спотвореннями, що вводять деяку кількість двоприменезаломлення. В результаті поляризаційний стан світла не зберігається під час поширення. Крім того, зміни поляризації можуть сильно залежати від довжини хвилі і температури і піддаватися впливу вигину волокна. Тому на виходах багатьох волоконних лазерів і підсилювачів спостерігається досить нестабільний стан поляризації, що погано для подальшого нелінійного перетворення частоти.

Цю проблему можна вирішити, використовуючи тільки волокна, що зберігають поляризацію тобто волокна сильним вбудованим двоприменезаломленням («волокна з високим двоприменезаломленням»). Якщо поляризація вхідного світла зсипивпадає з однією з осей двоприменезаломлення, то цей стан поляризації

буде збережено, навіть якщо волокно зігнуте. Для інших вхідних поляризацій можна отримати випадково поляризовані виходи.

Використання двопроменезаломлення шляхом включення двох стрижнів напруженості модифікованого скла в заготовку на протилежних сторонах серцевини є звичайним методом (Рис. 2.2). Інша методика використовує еліптичне ядро, викликаючи так зване двопроменезаломлення. Такі принципи також можуть бути застосовані до фотонно-кристалічних волокон.

На жаль, багато волокон не доступні в зберігаючій поляризацію формі. Крім того, необхідність вирівнювання поляризаційних осей на кожному оптоволоконному з'єднанні підвищує вартість пристроїв.

Існують також однополяризаційні волокна, які можуть направляти світло тільки з певною лінійною поляризацією або сильно поглинати світло з іншим напрямком поляризації.



Рисунок 2.2 Схематичне зображення оптоволоконна із стрижнями напруженості

1.3. Синхронізація мод

1.3.1 Активна синхронізація мод

Синхронізація мод є найважливішою технікою для генерації ультракоротких імпульсів з пікосекундною і фемтосекундною тривалістю. У режимі синхронізації мод в лазерному резонаторі циркулює імпульс з тривалістю, значно нижчою від часу проходження кола. Кожного разу, коли він потрапляє на дзеркало вихідного з'єднувача, випромінюється імпульс, тому вихід лазера - це звичайний імпульсний потік. Частота повторення імпульсів визначається часом проходження кола по резонатору.

У лазері з активною синхронізацією мод, як показано на Рис. 3.1, синхронізація досягається за допомогою модулятора (наприклад, електрооптичного типу), який модулює втрати резонатора при точному синхронному режимі при кожному колі. Імпульс проходить через модулятор в моменти, коли втрати найменші, а трохи більші втрати в крилах імпульсу трохи скорочують імпульс. Після тисяч кругових проходжень імпульс досягає сталого стану, де ефект скорочення врівноважується ефектами розширення імпульсу (наприклад, обмежена ширина смуги посилення або хроматична дисперсія).

Синхронність модуляції і резонаторних кругових проходжень може підтримуватися з точним регулюванням довжини резонатора або з автоматичною системою зворотного зв'язку, яка може регулювати частоту модулятора.

При збудженні модулятора з цілою кратною частотою кругових проходжень, можна отримати гармонічну синхронізацію мод, коли в лазерному резонаторі циркулюють багато імпульсів.

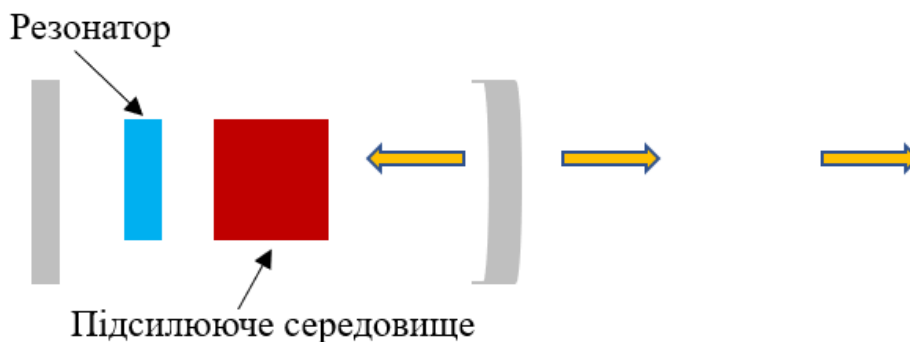


Рисунок 3.1 Схема лазера з активною синхронізацією мод

1.3.2 Пасивна синхронізація мод

Більш короткі імпульси можуть генеруватися за допомогою лазера з пасивною синхронізацією мод (Рис. 3.2), де модуляція втрат виконується насиченим поглиначем, таким як SESAM. Цей механізм є більш ефективним, оскільки чим коротші імпульси, тим швидше відбувається модуляція втрат. Досягнута тривалість імпульсу може бути навіть на порядок меншою, ніж час відновлення насиченого поглиначя. Вона визначається балансом різних ефектів, включаючи формування імпульсу на насиченому поглиначі, розширення імпульсу обмеженою пропускною здатністю посилення і хроматичною дисперсією, а також оптичною нелінійністю (тобто ефект Керра в середовищі підсилення).

Синхронність модуляції втрат досягається автоматично. Однак генерація імпульсів може стати нестабільною з різних причин. Наприклад, оптичні нелінійності можуть призвести до розпаду імпульсів, а насичений поглинач може викликати нестійкість перемикачів добротності, де енергія імпульсу зазнає сильних флуктуацій. Необхідне детальне вивчення різних ефектів формування імпульсів, оптичних нелінійностей і динаміки лазера необхідних для оптимізації конструкції лазера з пасивною синхронізацією мод.

Термін «синхронізація мод» виникає в результаті інтерпретації в частотній області: в режимі синхронізації мод кілька мод осьового резонатора коливаються з зсинхронізованою відносною фазою. Однак основні фізичні явища більш легко зрозумілі в часовій області.

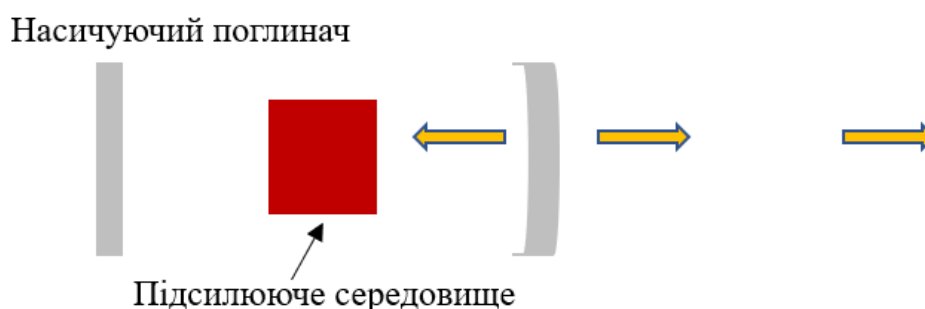


Рисунок 3.2 Схема лазера з пасивною синхронізацією мод

1.4. 2D матеріали та їх нелінійні властивості

Матеріали можуть проявляти нелінійну оптичну реакцію при взаємодії з електричним полем [26]. Основним поштовхом, що для початку широких досліджень була демонстрація першого лазера [27]. Оптична нелінійність оптичного середовища проявляється через залежні від поля варіації оптичних констант, таких як поглинання та індекс рефракції, явище, яке зазвичай супроводжується генерацією нових оптичних частот. У цьому контексті нелінійну оптичну реакцію матеріалів можна класифікувати за механізмами, що відповідають за зміну оптичних констант; деякі з найбільш основних типів оптичної нелінійності - електронна оптична нелінійність [28], термічно індукована оптична нелінійність [29] і оптична нелінійність індукована зовнішнім полем. За незначними винятками нелінійна оптика стосується нелінійних оптичних взаємодій, що відбуваються в тривимірних (3D) об'ємних оптичних середовищах. Ця різко змінилося з появою двовимірних (2D) матеріалів, оскільки ці нещодавно відкриті матеріали забезпечують нову 2D-платформу для вивчення

безлічі нелінійних оптичних ефектів. Таким чином, дослідження 2D шаруватих матеріалів розпочалося з відкриттям графена [1], а унікальні та чудові властивості цієї 2D форми графіту викликали стрімко зростаючий науковий інтерес до фізики та застосувань цього 2D матеріалу. Це може бути дивовижним на перший погляд, оскільки графен лише поглинає близько 2,3% падаючого світла [30], тому він ледве взаємодіє з електромагнітними хвилями. Незважаючи на це, його нульовий заборонена зона, надзвичайно велика хімічна та електрична регульованість, а також такі ефекти, як блокування Паулі, забезпечують унікальні функціональні можливості фотонних нанопристроїв. Наприклад, графен використовується у якості насичуючого поглинача [31], яка відіграє важливу роль для лазерних застосувань. Крім того, такі властивості, як велика оптична нелінійність, динаміка надшвидкої фотовозбудження, висока хімічна і механічна стійкість, великі теплові та оптичні пошкодження графена роблять його ідеальним для вивчення явищ нелінійної оптики в 2D фізичних системах.

Інші класи нещодавно виявлених 2D матеріалів, а саме халькогеніди перехідних металів (TMC), такі як MoS_2 , MoSe_2 , MoTe_2 , WS_2 , WSe_2 і TiS_2 , селенід галію (GaSe), чорний фосфор (BP), гексагональний нітрид бору (h-BN), і перовскіти, розширили сукупність специфічних властивостей і функціональних можливостей 2D-матеріалів, що володіють і, отже, розширили спектр їх технологічних застосувань.

Сильна оптична нелінійність і надшвидка реакція цих матеріалів успішно застосовуються у всіх оптичних модуляторах, насичених поглиначів (НП), що використовуються в пасивному режимі блокування та Q-перемикання, перетворювачах довжини хвилі та оптичних обмежувачах [32,33]. Успіх цих 2D матеріалів в нелінійній оптиці полягає в тому, що вони відповідають декільком вимогам, яким повинен відповідати ідеальний нелінійний оптичний матеріал, у тому числі великі і надшвидкі нелінійні оптичні характеристики, широкопasmовий і настроюваний оптичний поглинання, надшвидкий час відновлення, високий

оптичний та термічний поріг пошкодження, висока хімічна і механічна стійкість, низькі витрати на виготовлення

РОЗДІЛ 2. ЗАСТОСУВАННЯ ГРАФЕНУ ДЛЯ СТВОРЕННЯ ЛАЗЕРІВ НАДКОРОДКИХ ІМПУЛЬСІВ

2.1. Лазери з активною синхронізацією мод на основі графену

Режим синхронізації мод є методом для отримання ультракоротких оптичних імпульсів, які широко використовуються для великого спектру застосувань, таких як спектроскопія, обробка промислових матеріалів і телекомунікації. Як активний, так і пасивний [34]. Методи синхронізації мод можуть бути загалом класифіковані, як активний, так і пасивний. Лазери пасивної синхронізації мод зазвичай працюють при їх фундаментальній частоті повторення. Хоча можна збільшити частоту повторення за допомогою пасивного гармонічного режиму синхронізації мод [35], як правило, дуже важко точно контролювати номер гармоніки, оскільки вони, як правило, мають явище гістерезису [36]. На відміну від пасивного режиму синхронізації мод, активна синхронізація мод дає можливість електрично контролювати частоту повторення імпульсів і, отже, енергію імпульсу [37,38]. Як операція активної синхронізації мод не спирається на нелінійні оптичні ефекти, які зазвичай використовуються в пасивній синхронізації мод (наприклад, насичене поглинання). Однак, лазери, в режимі активної синхронізації мод зазвичай, потребують електрооптичних модуляторів, які зазвичай виготовляються з дорогими матеріалами, наприклад, ніобатом літію (LiNbO_3). Ці модулятори також мають деякі інші обмеження, такі як вузька пропускна здатність роботи (від 10 до 100 нм, в залежності від довжини хвилі роботи і принцип модуляції), високі втрати ($\approx 3-7$ дБ) і великі розміри пристроїв. Тому нові рішення, що дозволяють більш компактні, економічно ефективні та надійні лазери, що працюють за допомогою режиму активної синхронізації мод, представляють значний інтерес для високопродуктивної ультрашвидкої генерації імпульсів.

Електрооптичні модулятори на основі графену (GEOM) можуть забезпечити перспективні можливості для подолання вищезгаданих проблем модуляторів на базі традиційних матеріалів для активної синхронізації мод, внаслідок їх переваг, таких як широка пропускна здатність роботи, низькі втрати енергії, компактність, економічність і легкість інтеграції. Дійсно у статті [39] продемонстрували, що GEOM може використовуватися для активного Q-перемикання як Eг-, так і Tm-легованих волоконних лазерів, що пропонують широкий діапазон робочої смуги від 1,56 до 2 мкм. Крім того, використання електрооптичних модуляторів на основі низькорозмірних матеріалів (у тому числі графену) не тільки забезпечує чудову продуктивність, але й дозволяє зробити надшвидкі лазери надзвичайно компактними. Наприклад, легка інтеграція GEOM в різні оптичні системи (наприклад, конденсатори [40], хвилевід [41], або кремнієво-фотонні кристали нанокавиток, інтегровані пристрої [42]) можуть зробити різноманітні геометрії конструкції лазера можливими. Прилади на основі графену також є нечутливими до поляризації, мають невеликі спотворення фаз і вимагають меншої напруги при порівнянні з об'ємними модуляторами на основі LiNbO₃. Тому був розроблений електрооптичний модулятор для лазера надкоротких імпульсів в режимом активної синхронізації [43]. GEOM розроблений і виготовлений як відбивна багатошарова структура з діелектричним шаром, розміщеним між дзеркалом і графеном для збільшення глибини модуляції при низькій напрузі прикладання (1.94% глибина модуляції зі зміною 10 В). Використано GEOM для активного блокування режиму волоконного лазера, легovanого ербієм, з тривалістю вихідного імпульсу 1,44 пс і енергією імпульсу 844 пДж при довжині хвилі ≈ 1559 нм.

2.1.1. Розробка графенового електрооптичного модулятора

Схематична установка GEOM і його поперечного перерізу представлені на Рис. 2.1 (а, б), відповідно. Модулятор складається з металічного відбиваючого покриття покриваючого дно і моношару графена, які розділені HfO_2 діелектричним ізолюючим шаром (187 нм). Нижній контакт і графен формуються на диски діаметром 80 мкм. Рамановський спектр перенесеного графенового шару представлений на Рис. 2.1 (в). Спектр містить виражені 2D і G піки, що підтверджує наявність моношару графена. 2D пік має чітку лоренцову форму з повною шириною на половині максимуму (FWHM) $\approx 29 \text{ cm}^{-1}$. Пік D також присутній, а коефіцієнт D / G досить низький (близько 0,3). Зовнішній вигляд піку D пов'язаний з дефектами, що утворюються в процесі переносу. Зображення виготовленого GEOM, зняте на мікроскоп, показано на вставці на Рис. 2.1 (в).

Товщина ізоляційного шару є одним з ключових конструктивних параметрів GEOM. У такому дзеркалі з високою відбивною здатністю, утвореному нижнім металевим контактом, вхідні і відбиті хвилі утворюють на поверхні стоячу хвилю. Змінюючи положення графенового шару вздовж стоячої хвилі, можна контролювати лінійне поглинання і, отже, глибину модуляції пристрою. Справді, ретельне регулювання товщини ізоляційного шару дозволяє забезпечити лінійне поглинання графена з майже 0% (коли графен поміщений в вузол) до 9,2% (при розміщенні точно в антиноді стоячої хвилі, що відповідає $\lambda / 4$ відстань). [44] Розподіл поглинання та електричного поля в пристрої розроблено з використанням методу Френеля [45] для довжини хвилі 1,55 мкм при нормальному падінні. Показники заломлення, що використовуються при проектуванні пристрою, складають $3,292 + 1,915i$ для графена (при нульовому напрузі), $2,07$ для шару HfO_2 , $0,524 + 10,74i$ для шару золота і $3,68 + 4,67i$ для шару титану. При цьому товщину шару HfO_2 вибирають так, щоб шар графена наблизився до антиноди стоячої хвилі (див. Рис. 2а). Підсумкові втрати пристрою розраховані на 12,9%, з яких 6,1% надходить від графенового шару (при

нульовому напрузі). Виміряна вбудована втрата пристрою становить 12,85% при нульовому напрузі. Вона добре вписується в теоретичну конструкцію (малюнок 2b).

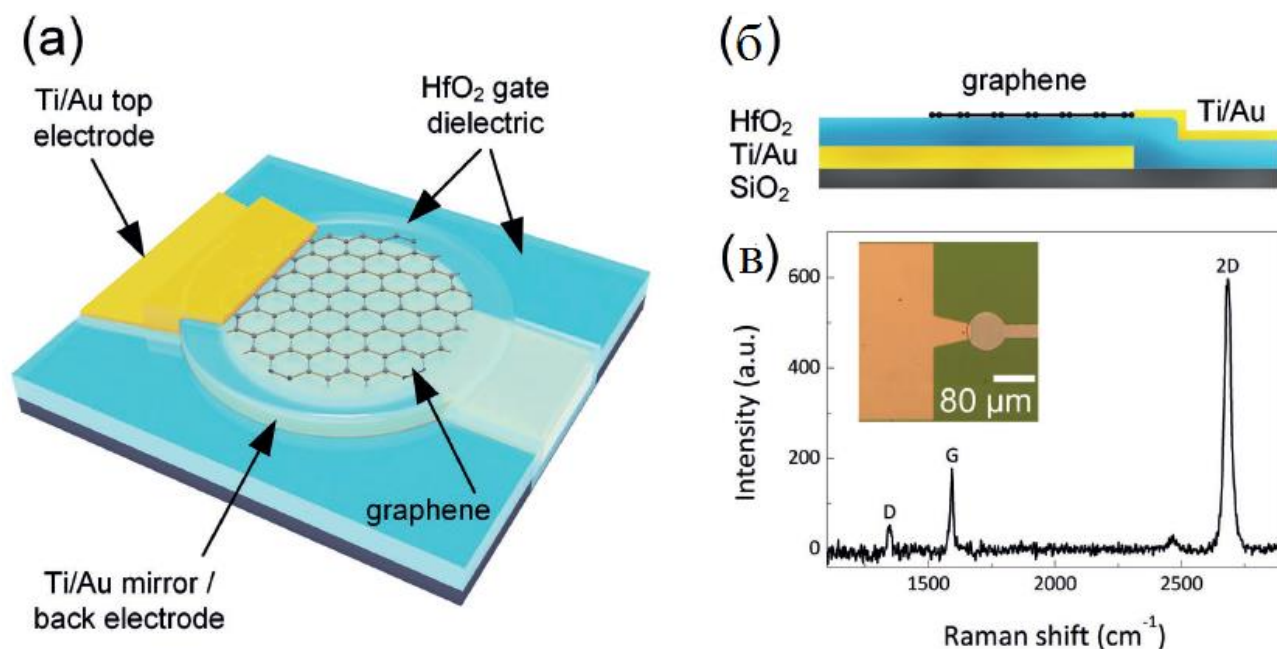


Рисунок 2.1. а) 3D-схематичне зображення і б) поперечний переріз графенового модулятора. в) Рамановський спектр графенового шару після виготовлення пристрою. Вставка: зображення мікроскопа виготовленого графенового пристрою.

2.1.2 Лазер на основі графену з активною синхронізацією мод

GEOM інтегрований з лазерним волоконним лазером Er, що працює на довжині хвилі 1,56 мкм для активного блокування режиму. Експериментальна установка лазера представлена на Рис. 2.2. Основна схема розташування лазерної порожнини описана в експериментальному розділі. По-перше, відзначимо, що не спостерігається пасивна робота режиму блокування або Q-перемикання без електричного сигналу, що подається на модулятор при будь-якій потужності насоса або положенні контролера поляризації (ПК). Це доводить, що ефекту насиченого поглинання в графені недостатньо, щоб ініціювати і підтримувати імпульсну модуляцію. Операція активного блокування режиму відбувається

негайно, коли частота модулюючого сигналу встановлена так, щоб вона точно відповідала частоті обертання лазерного резонатора ($f_0 = 4.3505725$ МГц див. Додаткове відео), а потужність насоса перевищує поріг генерації CW (18 мВт). Це відрізняється від операції пасивного моделювання, в якій поріг генерації імпульсів, як правило, перевищує поріг генерації. Амплітуда модулюючого електричного сигналу встановлюється на 8 В (від -4 до 4 В), де спостерігається найкраща стабільність вихідних лазерних імпульсів. Операція блокування режиму втрачається після розблокування частоти руху на ≈ 100 Гц. Це пояснюється тим, що частота активної модуляції повинна добре узгоджуватися з часом порожнини для активного блокування режиму. Такий фундаментальний аспект також спостерігається в пасивному способі блокування режиму, при якому частота пасивної модуляції повинна добре узгоджуватися з часом резонансу порожнини. однак, ПК міг злегка регулювати тривалість вихідного імпульсу шляхом налаштування дисперсії режиму внутрішньопорожнинної поляризації. Генератор довільних функцій (AFG) дозволяє генерувати різні електричні сигнали, включаючи синусні та квадратні хвилі з керованим коефіцієнтом заповнення. Операція блокування режиму можлива з обома формами сигналу. Однак найкращі результати (тобто найкоротший імпульс) спостерігаються за допомогою квадратної хвилі з коефіцієнтом заповнення 10%. При використанні цієї форми електричного сигналу модулятор є «відкритим» протягом періоду часу, що полегшує ультрашвидкий формування імпульсу (розглянуто нижче). Для широкого діапазону потужності насоса, що починається від 18 до 129 мВт, досягається стабільний режим блокування. Для більш високої потужності насоса робота лазера стає нестабільною. Вихідна потужність і енергія імпульсу лінійно зростають разом з потужністю насоса (див. Рис. 2.2.(а)). Найвища вихідна потужність записується в 3,7 мВт, що відповідає енергії імпульсу 844 рJ. Детальна характеристика продуктивності (Рис. 2.2.(б-д)) виконується для найвищої вихідної потужності. Оптичний спектр генерованих імпульсів представлений на малюнку 4b з піком при 1559,2 нм. Вона має форму, типову для аномальної дисперсійної

порожнини (квадратична гіперболічна сектантна (sech^2) форма) з симетричними бічними смугами Келлі [45], що підтверджує роботу солітонних імпульсів. FWHM дорівнює 1,8 нм. У спектрі присутній невеликий компонент CW для всіх потужностей накачування. Подальше збільшення глибини модуляції GEOM може зняти CW-компонент. Для порівняння на вставці на Рис. 2.2.(б) представлений вихідний спектр роботи CW, коли не прикладається напруга приводу. Слід автокореляції вихідного імпульсу представлений на Рис. 2.2. (в) разом з формою sech^2 . Вимірюється тимчасова ширина імпульсу, що дорівнює 1,44 пс. Пікова потужність імпульсів на виході лазера оцінюється в 516 Вт. Разом з шириною вихідного спектра, це дає пропускну здатність часу (TBR) 0,32, що свідчить про те, що вихідні імпульси лише злегка прокручуються. Отримані імпульси набагато коротші за межу Куйзенги – Зігмана, яка задає найкоротші тривалості активних імпульсів, заблокованих в режимі, для заданих параметрів лазера. В даному випадку ми оцінюємо його як ≈ 480 пс. Однак у волоконних лазерах можна генерувати набагато коротші імпульси при наявності ефекту інтракавальної нелінійної скорочення імпульсів (тобто аномальної дисперсії і самофазної модуляції). Це викликає формування солітонного імпульсу, який має форму sech^2 , а не профіль Гауса (як це характерно для лазерів, які активно блокуються за допомогою режиму). У нашому випадку як оптичний спектр, так і автокореляційний слід добре оснащені функцією sech^2 . Формування імпульсу солітону додатково підтверджується появою бічних смуг Келлі (Рис. 2.2.(б)) в оптичному спектрі. Вихідний спектр РЧ на основній частоті 4,35 МГц представлений на малюнку Рис. 2.2.(г). Відношення сигнал / шум (SNR) становить ≈ 62 дБ. На вставці малюнка представлений більш широкий спектр гармонік. Зауважимо, що вихідні імпульси (Рис. 2.2.(д)) добре синхронізовані з електричним сигналом, повністю вказуючи на якісне активне режим блокування. Розділення імпульсів становить 228 нс, що добре відповідає фундаментальній частоті повторення порожнини. Вихідна потужність імпульсу дуже стійка, що

характеризується відмінною амплітудною стабільністю імпульсу (пульсації інтенсивності менше 1,4%).

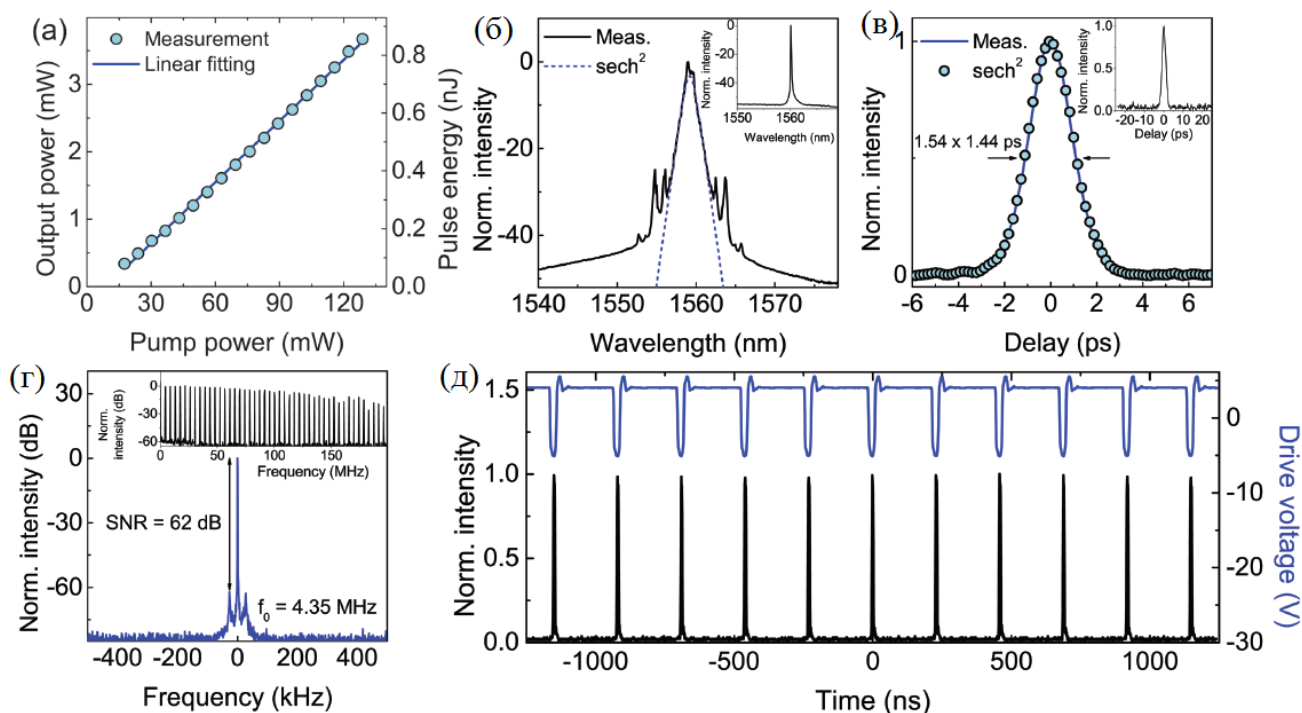


Рисунок 2.2. Схронізація мод. (а) вихідна потужність і енергія пульсу залежності від потужності накачки; (б) оптичний спектр. Вставка: сигнал безперервного лазера у нормальному стані без прикладання сигналу до модулятора; (в); (г) радіочастотний спектр сигналу; (д) прикладений сигнал та синхронізований сигнал виходу на осцилоскопі.

Тобто продемонстровано графеновий електрооптичний модулятор на основі активного лазерного блокування виконаний у вигляді простої і багат шарової структури з графеном, що працює як активний шар. Використовуючи тільки монослойний графен, досягається $\approx 2\%$ глибини модуляції при низькій напрузі приводу з швидкістю модуляції в мегагерцовому діапазоні. Це дає можливість електрично керованої генерації пікосекундних імпульсів з енергією 844 pJ при ≈ 1559 нм. Продemonстрована також операція гармонійного моделювання. Важливо підкреслити, що представлений пристрій забезпечує свободу

проектування, що дозволить додатково оптимізувати параметри модулятора, наприклад, швидкість модуляції до діапазону ГГц.

РОЗДІЛ 3. РОЗРОБКА ОПТОВОЛОКОННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВІ ГРАФЕНУ З ЕЛЕКТРИЧНИМ КОНТРОЛЕМ ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИК

Головним завданням практичної частини була демонстрація фемтосекундного лазера, що працює на графеновому насичуючому поглиначі з надкороткими імпульсами, з можливістю їх контролю за допомогою прикладеного струму до насичуючого поглинача (Рис. 3. 1). Тобто для створення такого модулятора перш за все необхідно синтезувати графен методом CVD і методом трансферу нанести на поліровану ділянку D-подібного волокна, використовуючи РММА як опорний шар при перенесенні, так і діелектричний шар в конденсаторі структури графена / РММА / графен. Насичений поглинач на конденсаторі на основі графена потім встановити в кільцеву схему оптоволоконного лазера для здійснення як лазерної пульсації, так і імпульсного перемикавання. Зміна прикладеної напруги на графеновий конденсатор дозволяє налаштувати рівень Фермі графена, який також впливає на поглинання світла графеном; його високе значення не повинне дозволяє генерацію імпульсів режиму синхронізації мод.

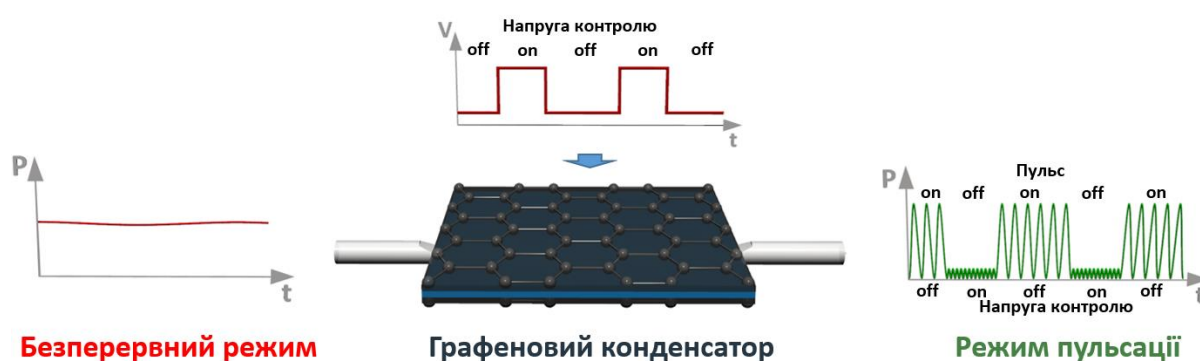


Рис. 3. 1 Концептуальна схема роботи лазера надшвидких імпульсів на основі графенового насичуючого поглинача з можливістю електричного контролю його характеристик

3.1.Виготовлення електрооптичного модулятора на основі графенового насичуючого поглинача

3.1.1. Виготовлення D- подібного оптичного волокна

Волоконні оптичні системи використовують безліч вбудованих компонентів, таких як модулятори, аттенюатори, підсилювачі, фільтри тощо. Ці компоненти зазвичай працюють за принципом передачі світла оптоволокомом до якогось інтегрованого пристрою, а потім знову в оптичне волокно.

Внутрішньоволоконні оптичні пристрої потребують доступу до світла , передаваного по ядру та оболонці оптичного волокна.

Для цього використовують поліровані оптоволокна, що являються звичайними оптичними оптоволокнами, які мають частково видалену оболонку на одній стороні (D-подібне волокно, Рис. 3.2(а,б)), що дозволяє еванесцентному полю світла проходити через оптоволокно, випромінюватись і взаємодіяти з оточенням. Це волокно було продемонстровано як засіб отримання ультракоротких імпульсів за допомогою нелінійного процесу насиченого поглинання, що стало можливим, коли полірована поверхня покрита абсорбційними матеріалами, такими як графен [34].

Для виготовлення D-подібного оптоволокна використовується одномодове волокно, зафіксоване на кварцовому склі за допомогою епоксидної смоли. Процес полірування проходить за допомогою полірувальних папірців різної товщини (Рис.3.2 (в)), що дозволяє отримати D-подібне волокно високої якості (Рис. 3.2(г)). Так як світло в оптоволокні розповсюджується не тільки по ядру, а і по оболонці, то при поліруванні з'являються втрати енергії. Отримане D-подібне волокно мало втрати в 8дБ при довжині хвилі у 1550нм.

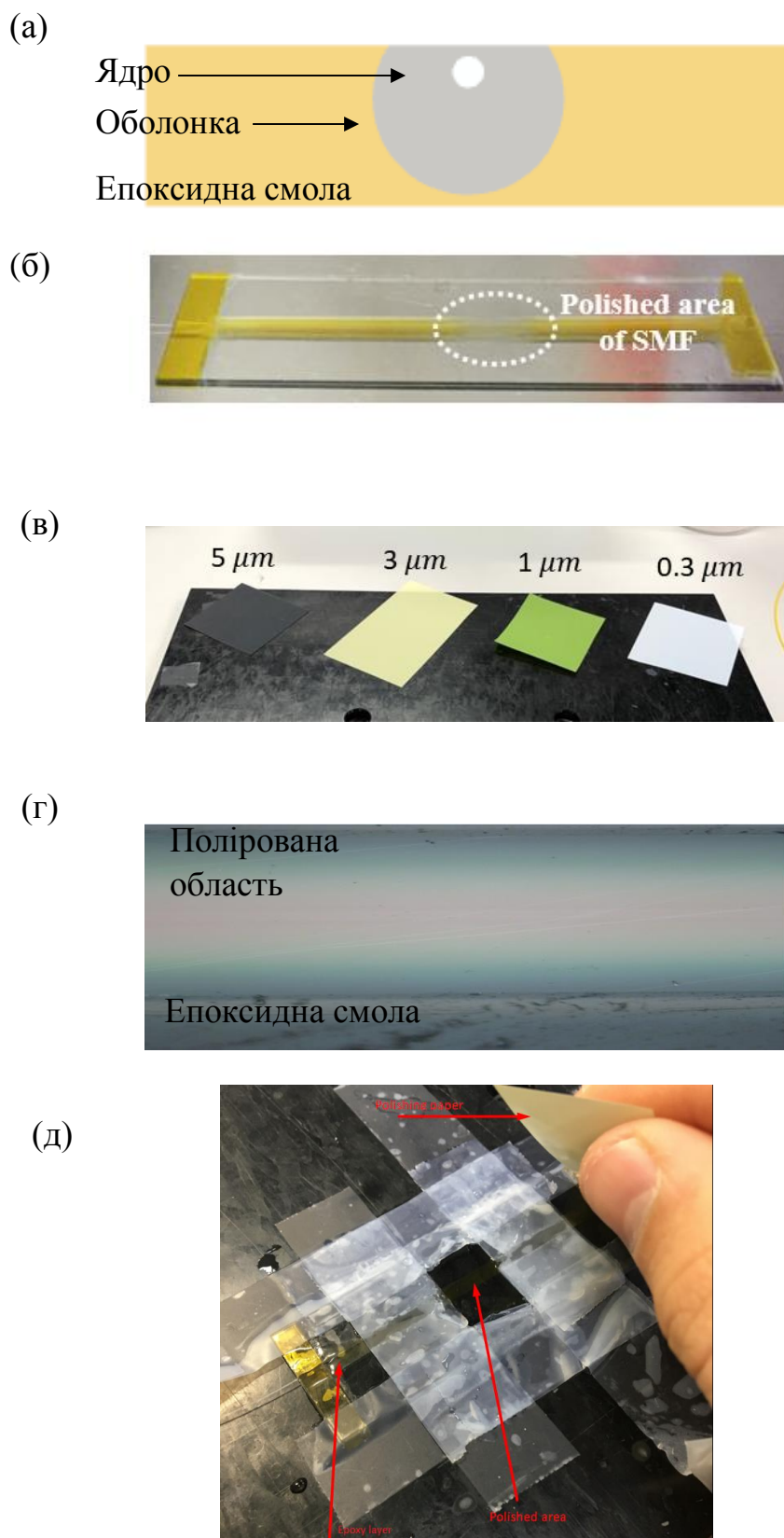


Рисунок 3.2 D-подібне поліроване оптоволокно: (а) схематичне зображення; (б) реальне зображення; (в) полірувальні папірці різної товщини; (г) зображення з оптичного мікроскопа, збільшене в 500разів; (д) процес полірування

3.1.2. Нанесення електродів

У якості електродів для майбутнього модулятора (Рис. 3.3) завдяки своїй фізичній надійності використовувався матеріал нікель (Ni). Осадження Ni проводилося у електронно-променевому випаровувачі. Товщина електродів задана у 100нм з розмірами 0.7x0.7см, для досягнення чого потрібно було 60 хвилин електронно променевого осадження. Процес осадження металу проходив у декілька етапів:

- 1) нанесення маски на поверхню зразка за допомогою маскуючої стрічки для виділення місць для осадження;
- 2) установка зразка у електронно - променевий випаровувач та накачка вакууму протягом 4-6 годин в залежності від вологості повітря;
- 3) процес електронно променевого осадження.

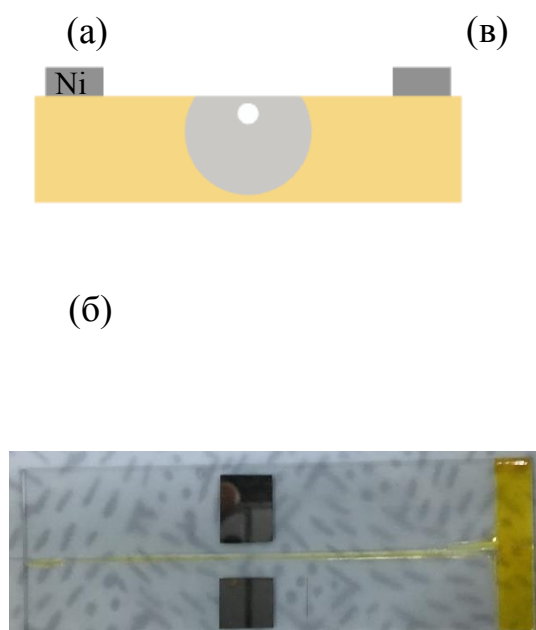


Рисунок 3.3 (а) Схематичне зображення Ni, осадженого по обидва боки від D-подібного волокна; (б) Реальне Ni, осадженого по обидва боки від D-подібного волокна; (в) Установка електронно-променевого випаровування

3.1.3. Синтез графенових плівок

Графен був синтезований на мідний (Cu) фользі (Alfa Aesar, 25 мкм, 99,8%) розміром 5x5 мм за допомогою методу хімічного осадження з газової пари (CVD). Графен значно низької якості, утворений на верхній частині мідної фольги, було усунуто шляхом реактивного іонного травлення киснем. Діелектричний шар PMMA розчинений в хлорбензолі (Sigma-Aldrich, безводний, 99,8%) з концентрацією 46 мг мл⁻¹ нанесли на графен методом спін-коутінгу. Мідну фольгу витравляли зануренням в розчин 0,1М пероксидисульфату амонію протягом 18 годин. Графен з шаром PMMA промивали від травника тричі в дистильованій воді протягом 30 хвилин.

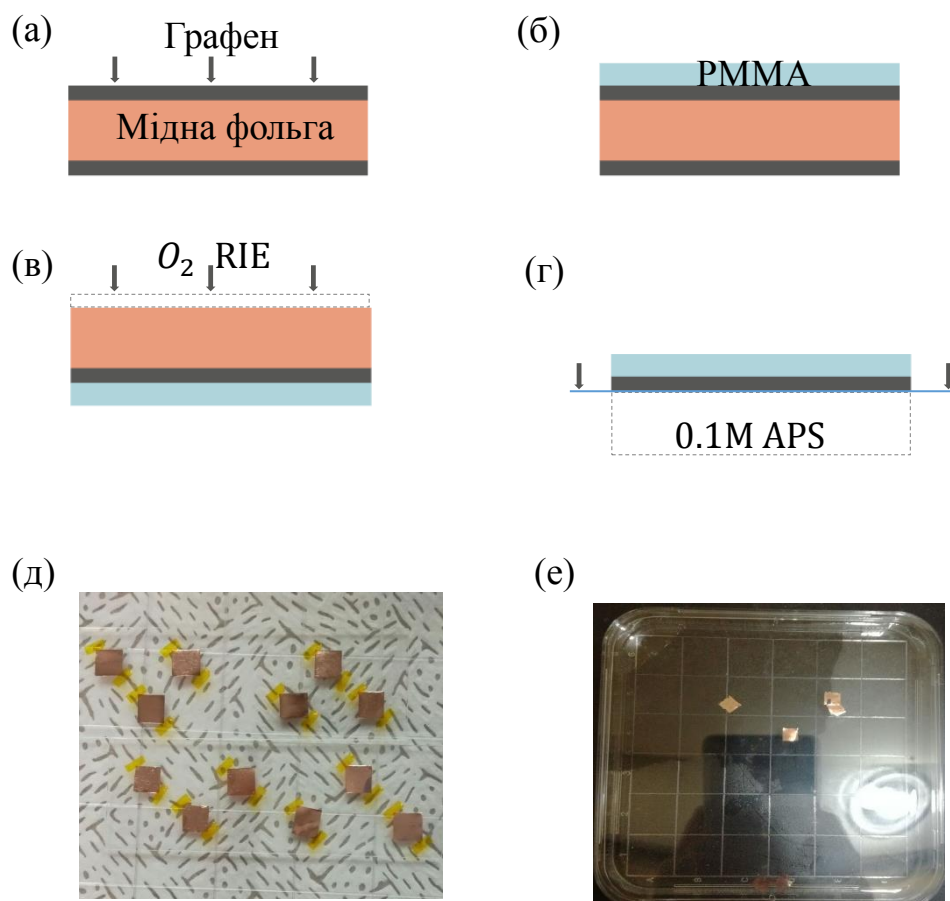


Рисунок 3.4 Синтез графенових плівок: (а) синтез графену на мідній фользі; (б) нанесення діелектричного шару РММА; (в) видалення графенового шару низької якості; (г) травлення мідної фольги; (д) синтезований графен, покритий діелектриком; (е) процес травлення міді (деяка частина мідної фольги все розчинена – графенові плівки прозорі)

3.1.4. Формування модулятора конденсаторної структури графен/РММА/графен

За допомогою трансферного методу (Рис. 3.5 (а)) плівки графену з діелектричним шаром РММА переносили на виготовлений зразок D-подібного оптовлокна таким чином, щоб плівка перекривала поліоровану область, а також мала фізичний контакт із нікелевим електродом. Перенесений графен з діелектричним шаром РММА продували газом N_2 і нагрівали (До температури 80 °C протягом 10 хвилин та температури 120 °C протягом 30 хвилин) для видалення молекул води і поліпшення контакту між графеном. Даний процес виконувався два рази з метою створення конденсаторної структури на експериментальному зразку (Рис.3.4(б)).

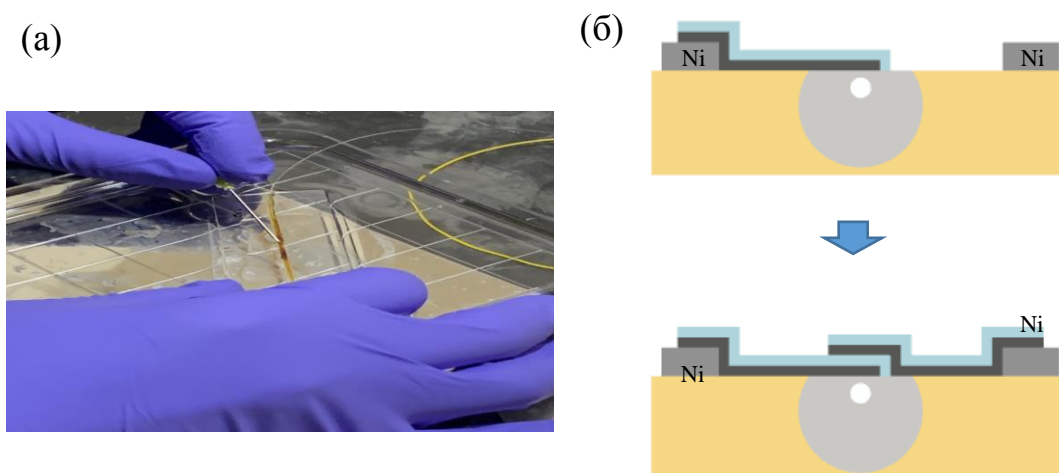


Рисунок 3.5 Формування конденсторної структури трансфер методом: (а) зображення процедури трансферування; (б) схематичне зображення нанесення першої та другої плівок графен/PMMA на зразок

3.2. Створення лазера надкоротких імпульсів з використанням електрооптичного модулятора на основі графену

На Рис. 3.6 схематично зображена кільцева структура лазера, який використовувався у даній роботі. Для його збірки використовувалось одномодове оптоволокну довжиною 60 метрів. Для прямого накачування лазера використовувався діод з довжиною хвилі в 980нм, з'єднаний із 1550/200нм хвильовим мультиплексором (WDM). Для отримання хвилі світла, довжиною в 1550нм підключене підсилююче середовище у вигляді волокна, легованого ербієм Er^{3+} . Структура діод – мультиплексор – волокно, леговане ербієм називається EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) та являю собою цілісний девайс (Рис. 3.7) Поляризаційно-незалежний ізолятор забезпечує однонаправлену роботу за годинниковою стрілкою, забезпечуючи високу ізоляцію елементів лазера. Для отримання виходу з кільцевої структури використовувався з'єднувач 90:10. Даний

пристрій дозволяє отримати 10% енергії на виході, а 90% буде циркулювати у кільцевій структурі. Контроллер поляризації, вкдючений у схему, забезпечує регуляцію внутрішньокільцевого поляризаційного стану. Далі конденсаторна структура начисуючого поглинача була підключена до кільцевої структури. Для подачі електричного сигналу клемми конденсатора були підключені до джерела постійного струму. Для уникнення небажаних втрат енергії майже всі компоненти були зпаяні між собою.

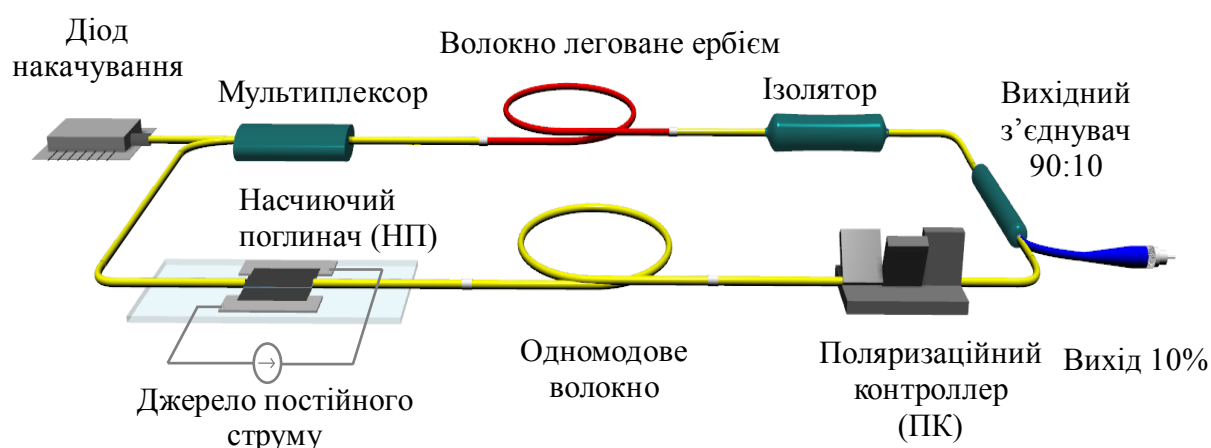


Рисунок 3.6 Схема кільцевої структури лазера надкоротких імпульсів

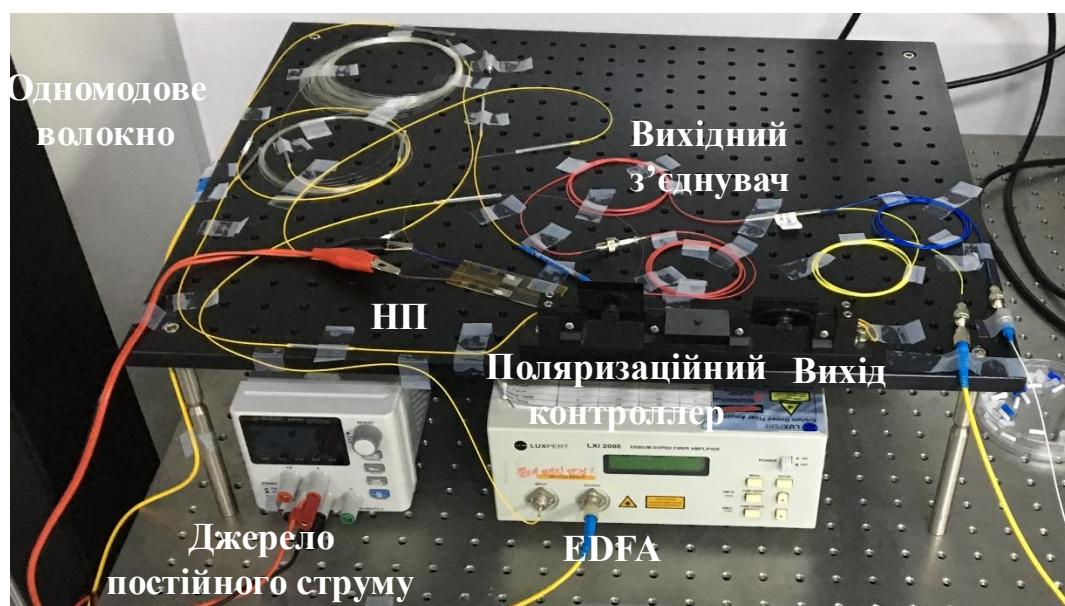


Рисунок 3.7 Кільцева структура лазера надкоротких імпульсів

3.3. Проведення вимірювань та аналіз отриманих результатів

3.3.1. Аналіз якості синтезованого графену

На Рис. 3.8 показаний Рамановський спектр графена, отриманий за допомогою рамановського мікроскопа, де положення піку D, піку G і двовимірного (2D) піку були ~ 1349 , ~ 1588 і ~ 2691 cm^{-1} відповідно. Відношення інтенсивностей 2D піку над піком G становить $\sim 4,2$, а D піку над піком G становить $\sim 0,06$. Це свідчить про те, що якість синтезованого і обробленого графена близька до якості бездефектного моношарового графену[45]. Якість синтезованого і перенесеного графена достатньо для встановлення електрооптичного ефекту в модуляторах.

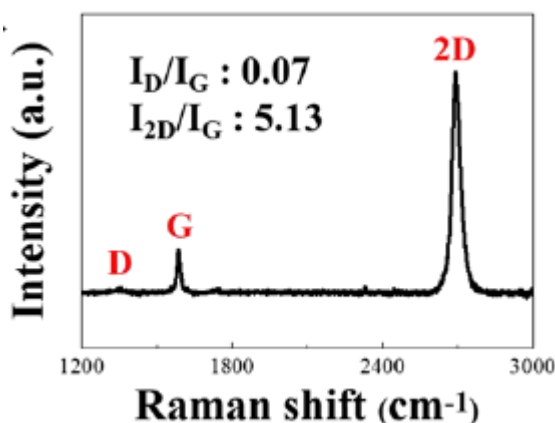


Рисунок 3.8 Рамановський спектр графену [46]

3.3.2. Аналіз створеної конденсаторної структури

Після перенесення шарів графен/PMMA на зразок D-подібного оптоволокна з нанесеними нікелевими електродами, сформована структура конденсатора

графен / РММА / графен мала втрати в 12 дБ при довжині хвилі у 1550нм. Це означає що графеновий насичуючий поглинач поглинає додаткові 4дБ енергії. За допомогою проб станції було перевірено провідність та ємність конденсатора (вимірювали за допомогою вимірювача LRC (Agilent, 4284A) з частотою 1 МГц). Для цього до нікелевих електродів були підключені клема (Рис. 3.9) та подана напруга у діапазоні $[-10.V.+10V]$. Результати вимірювання показали, що конденсторна структура ізольована та не проводить струм, а її ємність складала ~ 0.7787 пФ, що зображено на Рис. 3.10

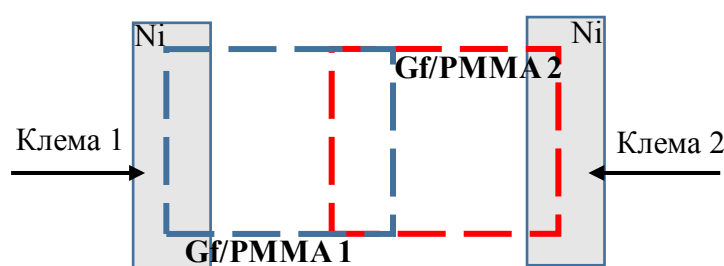


Рисунок 3.9 Схема підключення клем проб станції до конденстароної структури

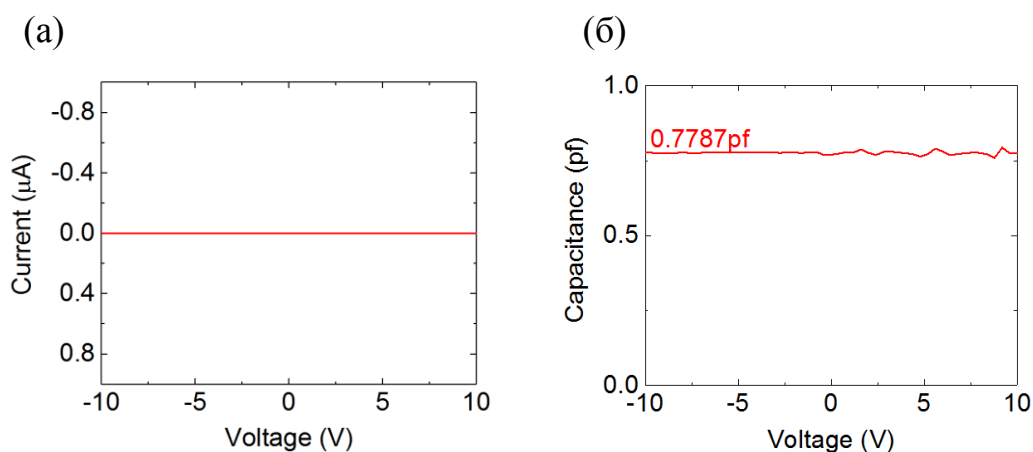


Рисунок 3.10 Результати проведення вимірів на проб станції: (а) провідність конденсатора графен / РММА / графен; (б) ємність конденсатора графен / РММА / графен

На Рис. 3.11 показана зміна передачі світла яке перемикається механічно регульованим модулятором під дією різної напруги живлення. Результатом прикладання напруги являється те, що передавальні характеристики насичуючогося поглинача мають 50% передачі, що було досягнуто при 3-4 вольтах прикладеної напруги. Для вимірювання даних характеристик необхідно створити тестувальну схему, зображену на Рис. 3.12, у яку входить джерело генерації світла з довжиною хвилі 1550нм, підключини до поляризційного котроллеру та до самого досліджуємого зразка, вихід з якого підключити до спектроаналізатору. Також необхідно підключити джерело постійного струму до конденсатора.

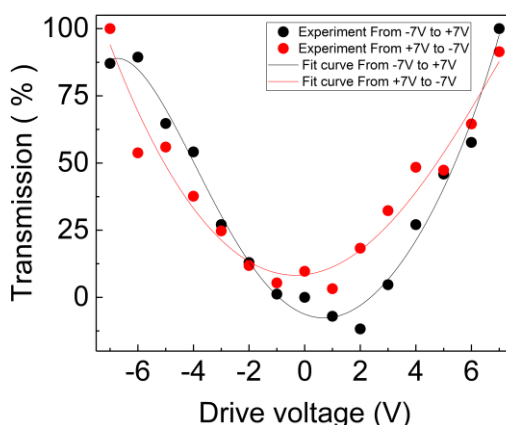


Рисунок 3.11 Зміна передачі світла в залежності від прикладеної напруги

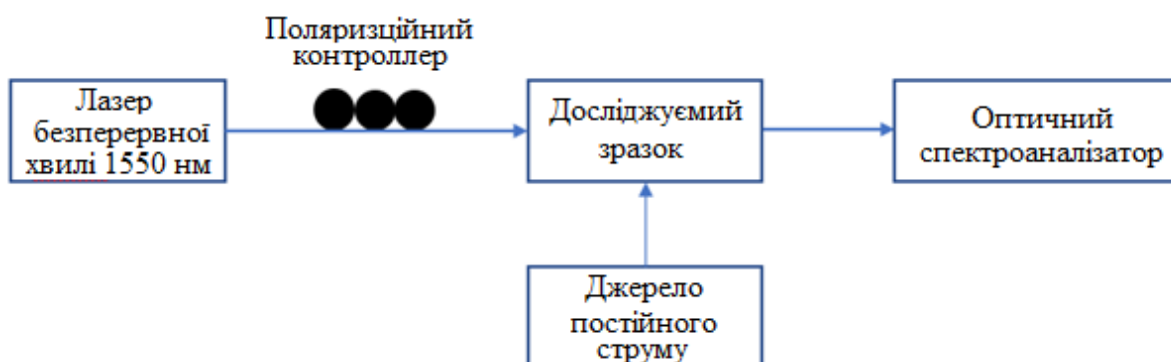
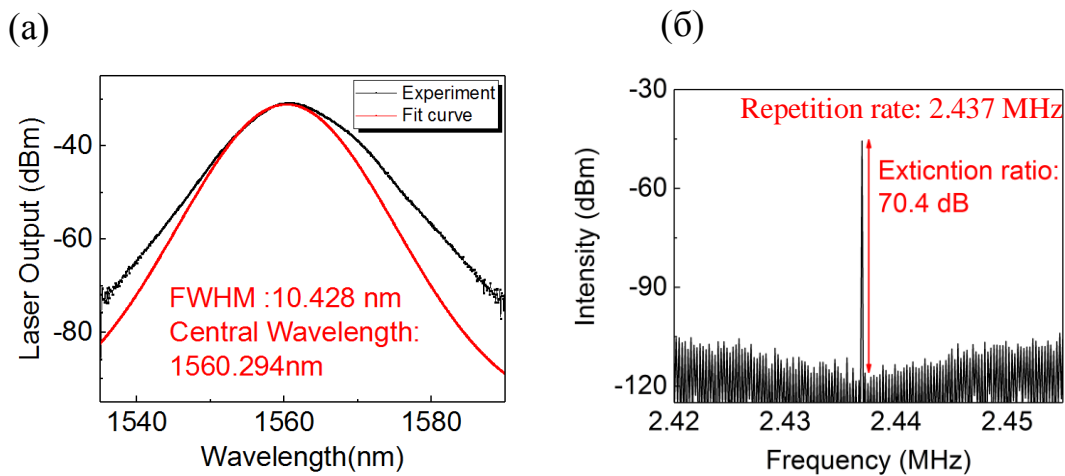


Рисунок 3.12 Схема для вмірювання передачі світла в залежності від прикладеної напруги

3.3.3. Аналіз характеристик лазеру надкоротких імпульсів

Рисунок 3.13 представляє основні характеристики лазерного імпульсу.

На Рис. 3.13 (а) представлений оптичний спектр лазерного імпульса при потужності накачування в 180 мА. Центральна довжина хвилі і спектральна ширина лазерного виходу склали ~ 1560 нм 10.428 нм відповідно. Нерегулярне розсіювання по поверхні бічного полірованого волокна обмежує ідеальне формування пульсу у формі солітону, навіть якщо результуючий спектр має симетричну форму. На Рис. 3.13 (б) показані виміряний радіочастотний спектр отриманих імпульсів режиму синхронізації мод. Частота повторення імпульсів становила 2.437 МГц з періодом імпульса в 0.41 мкс. Інтенсивність сигналу становила 70.4 дБ, що вказувала на те, що довжина кільцевої структури лазера становить 60 м. Тривалість синхронізованого лазерного імпульсу становила 390 фс, що представлено на Рис. 3.13 (в).



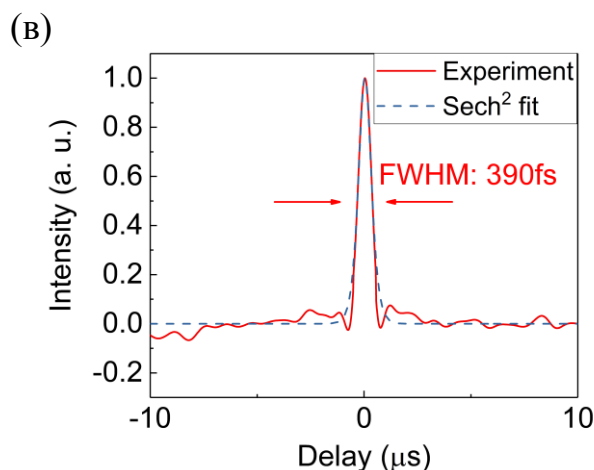


Рисунок 3.13 Виміряні характеристики лазерного імпульсу (а) оптичний спектр; (б) радіочастотний спектр; (в) автоткореляційний спектр

3.3.4. Аналіз результатів при прикладенні до конденсатора напруги

Так як графену притаманний амбіполярний ефект носії заряду можна налаштувати між дірками і електронами шляхом прикладання до нього напруги. Графен не має забороненої зони. Його зони провідності та валентності зустрічаються в точці Дірака без застосування будь-якої напруги, як показано на Рис. 3.14. При прикладанні зовнішньої напруги рівень Фермі переходить у провідну або валентну зону в залежності від напруги і вводить вільні носії заряду. При прикладанні негативної напруги позиція рівня Фермі рухається в валентну зону нижче точки Дірака і вводить значну популяцію дірок у валентну зону. Під позитивним зворотним потенціалом рівень Фермі рухається в зону провідності над точкою Дірака, сприяючи переходу значній популяції електронів у зону провідності. При прикладанні напруги затвора він створює різницю потенціалів між графеном і електродом. Негативне зміщення напруги індукує дірки в графені, тоді як позитивне зміщення воріт індукує електрони.

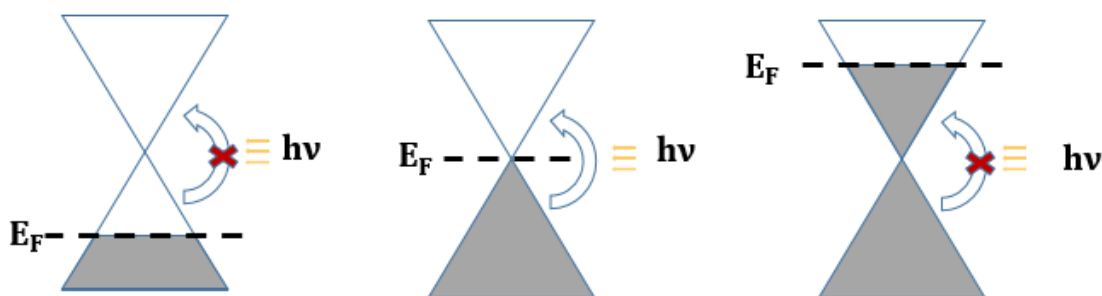


Рисунок 3.14 Контрольований ефект електроабсорбції графена із застосуванням зовнішньої напруги.

На Рис. 3.15-3.18, представлені виміряні лазерні характеристики, які залежать від прикладеної напруги приводу. Вимикання сигналу заблокованого режиму з напругою приводу від 4В у прямому напрямку і -3В у зворотному напрямку прикладеного електричного сигналу. І відновлення сигналу записується в -4В і 3В для напрямку вперед і назад відповідно. Регулювання рівня енергії Фермі блокує міжзонний перехід (тобто збудження) електронів, що відбувається за рахунок поглинання енергії фотонів падаючого світла. Графен максимально поглинає світло в його природному стані і прозорий при застосуванні напруги, що пояснюється виключенням Паулі.

На Рис. 3.15 (а) показані зміни оптичного спектру з прикладеною напругою в діапазоні 0В...8В...0В. Спектральна ширина отриманого імпульсу змінювалася від 10,428 нм до 0 нм з відповідною мінімальною і максимальною напругою, при зникненні режиму синхронізації мож. Процес деформації сигналу для прямого і зворотного напрямків прикладеної напруги показаний на Рис. 3.15 (б,в) відповідно. Залежність частоти повторення імпульсу від напруги показана на Рис 3.16. Так як отриманий імпульс і режимі синхронізації мод являвся стабільним, його частота не змінювалась до того моменту, коли режим синхронізації модповністю зник. На Рис. 3.17 представлені зміни радіочастотного спектру електричного сигналу в діапазоні від мінімального до максимального значення

прикладеної напруги, де досягнення максимального коефіцієнта екстинкції 70,4 дБ змінювалося до 0 дБ. Зміни автокореляційної функції інтенсивності отримного сигналу з прикладеною напругою дозволяло спостерігати зміну тривалості імпульсу, що показано на Рис. 3.18 (б,в)), де FWHM з 390 fs погіршується та починає знакати при -3 та 3 V напруги і повністю зникає при максимумі 8 V.

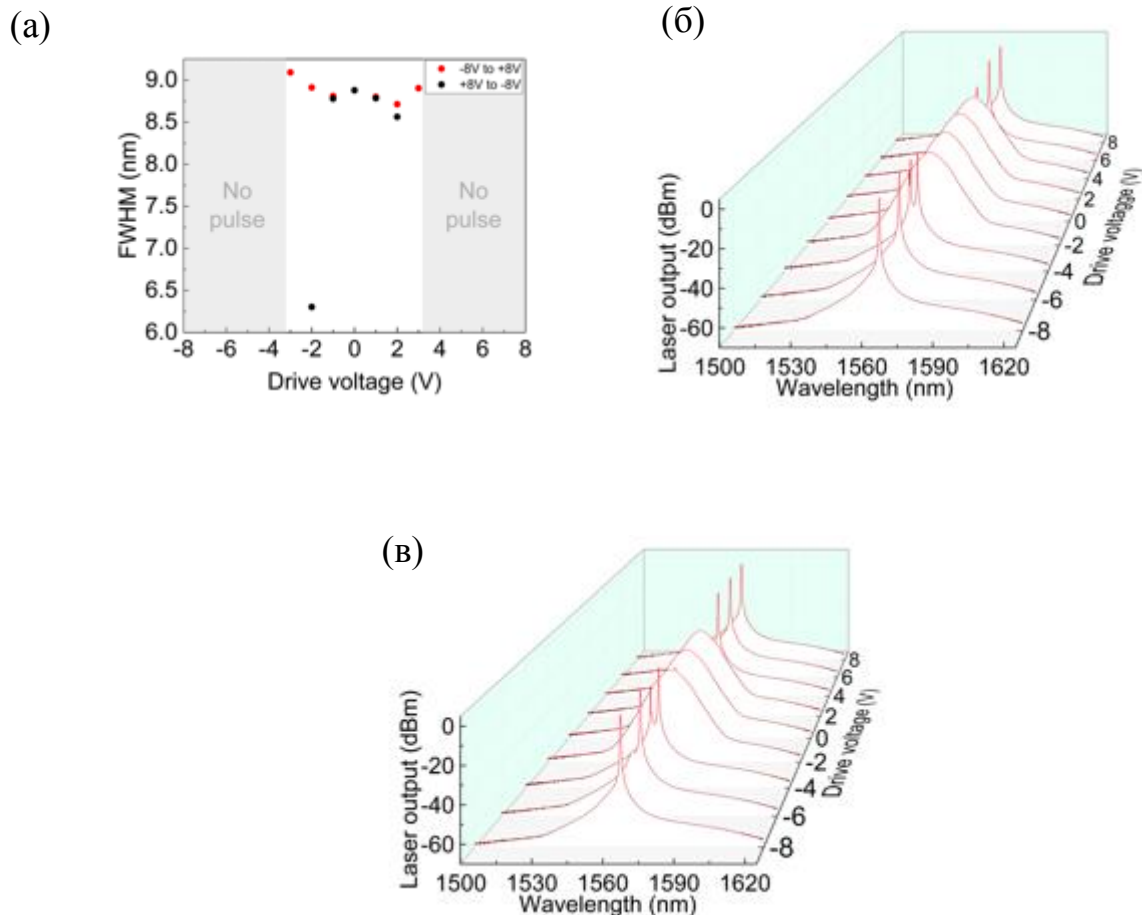


Рисунок 3. 15 (а) Залежність ширини імпульсу від прикладеної напруги; (б) виміряний оптичний спектр лазерного імпульсу у діапазоні прикладання напруги [-8 V, +8 V]; (в) виміряний оптичний спектр лазерного імпульсу у діапазоні прикладання напруги [+8 V, -8 V];

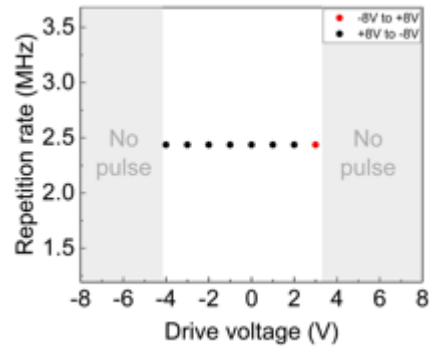
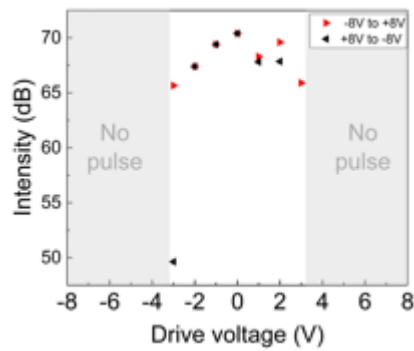
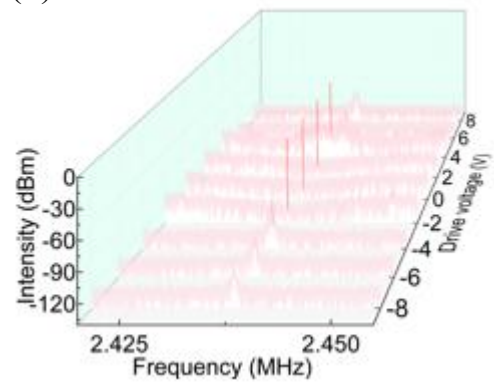


Рисунок 3.16 Залежність частоти повторення імпульсів від прикладеної напруги

(а)



(б)



(в)

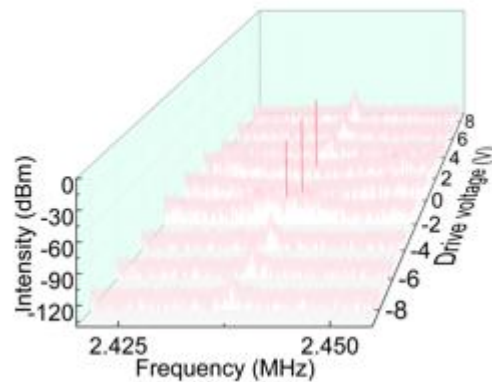


Рисунок 3.17 (а) Залежність радіочастотного спектру імпульсу від прикладеної напруги; (б) виміряний радіо частотний пектр лазерного імпульсу у діапазоні прикладання напруги $[-8 \text{ V}, +8 \text{ V}]$; (в) виміряний радіо частотний спектр лазерного імпульсу у діапазоні прикладання напруги $[+8 \text{ V}, -8 \text{ V}]$;

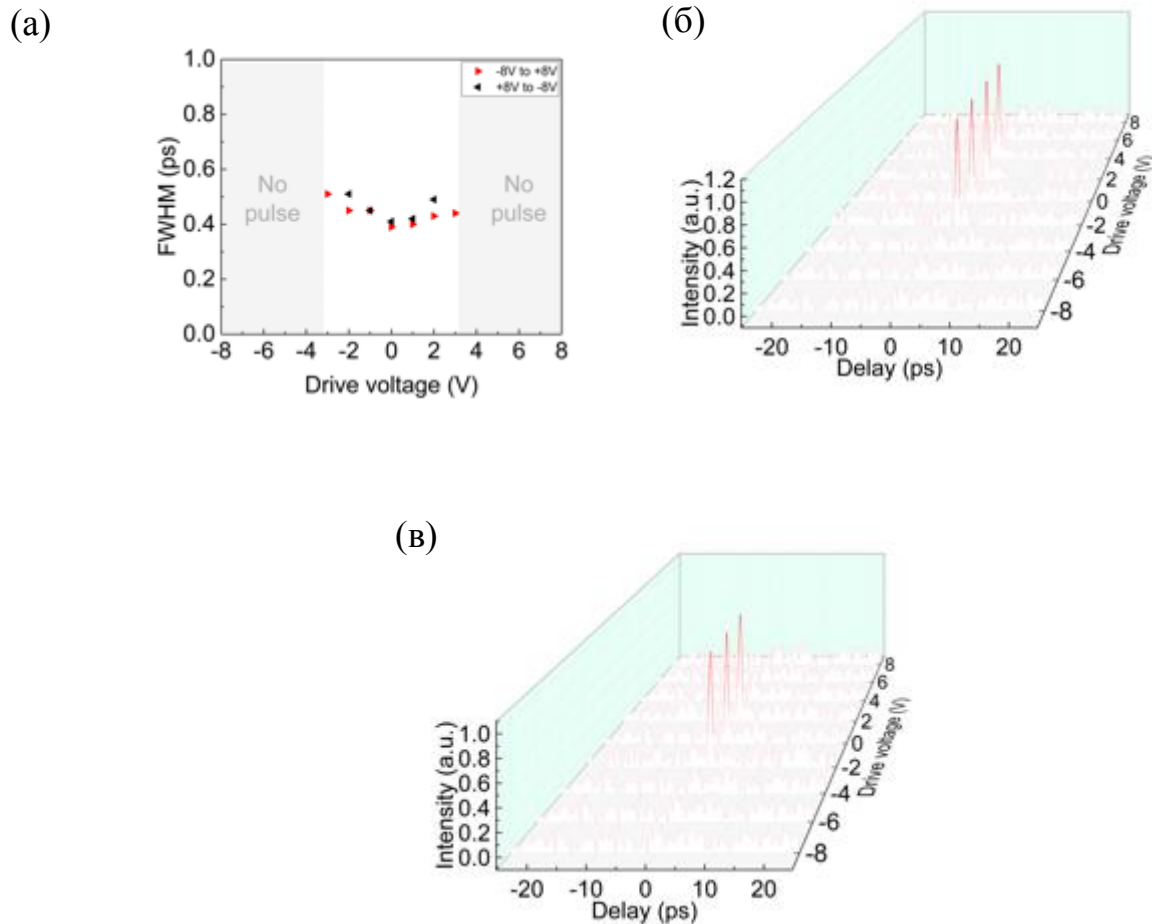


Рисунок 3.18 (а) Залежність автокорреляційної функції інтенсивності імпульсу від прикладеної напруги; (б) виміряна автокорреляційна функція інтенсивності імпульсу у діапазоні прикладання напруги $[-8 \text{ V}, +8 \text{ V}]$; (в) виміряна автокорреляційна функція інтенсивності імпульсу у діапазоні прикладання напруги $[+8 \text{ V}, -8 \text{ V}]$;

3.3.5. Демонстрація електричного перемикання режиму синхронізації мод лазера надкоротких імпульсів.

Для демонстрації режиму електричного перемикання до насичуючого поглинача прикладалась напруга з певним інтервалом, що впливало на зміну режиму синхронізації мод. В залежності від величини прикладеної напруги швидкість насичення поглинача різниться, тому для максимальної ефективності

було прикладено максимальну напругу, що дозволило досить швидко змінювати стан лазера з імпульсного на безперервний режим. Даний ефект показаний на Рис. 3.19 для основних параметрів лазерного пульсу – оптичного та радіочастотного спектрів сигналу.

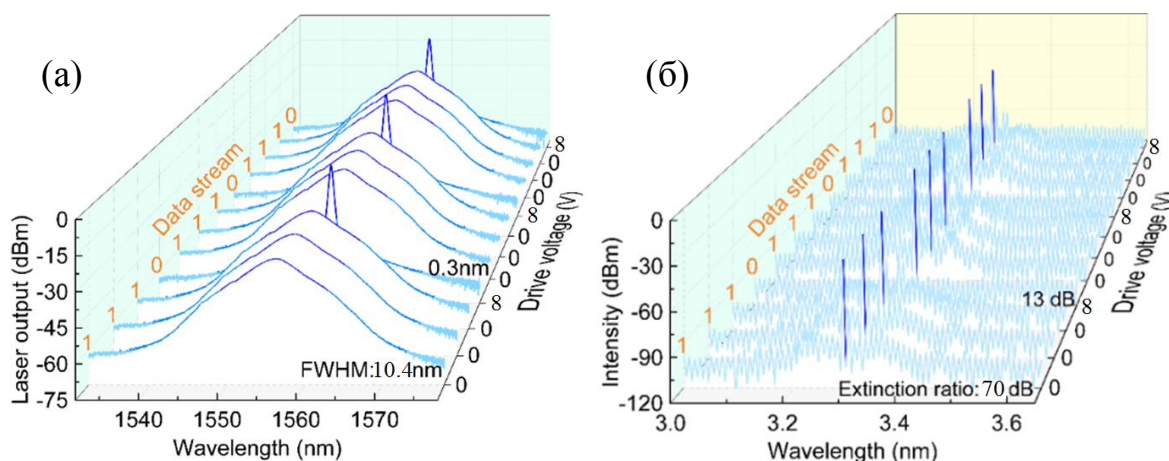


Рисунок 3.19 Електричне перемикавання режиму синхронізації мод: (а) оптичний спектр; (б) радіочастотний спектр

Отже було продемонстровано фемтосекундний лазер, що працює на графеновому конденсаторі у ролі насичуючого поглинач, з імпульсами перемикаються струмом. Графен синтезували методом CVD і використовували методом перенесення на поліровану ділянку D-подібного волокна, використовуючи PMMA як опорний шар при перенесенні, так і діелектричний шар в конденсаторі структури графена / PMMA / графен. Насичений поглинач – конденсатор на основі графена потім підключили до кільцевої схеми волокнного лазера для здійснення як лазерної пульсації, так і електричного перемикавання. Сформовані імпульси, згенеровані при потужності накачування 180 мА, мали такі характеристики: центральна довжина хвилі 1558,254 нм, ширина спектра 10.425 нм, відношення сигнал / шум 70,4 дБ, тривалість імпульсу 390 фс і частота повторення 2,437 МГц. Зміна прикладеної напруги на графеновий конденсатор дозволяє налаштувати рівень Фермі графена, який також функціонує поглинання світла; його високе значення не дозволяє генерацію імпульсів заблокованого режиму. Електричне перемикавання імпульсів було афективним при 8V напруги приводу для графенового конденсатора розміром 5x5 мм.

ВИСНОВКИ

Під час виконання магістерської дисертації здійснено літературний огляд основ лазерної техніки та можливих варіантів застосування 2D матеріалів в оптоелектроніці. Проведено аналіз використання графенових насичуючих поглиначів у розробці лазерів надкородких імпульсів.

Розроблено вперше і продемонстровано надшвидкий лазер з довжиною хвилі 1550 на основі графенового насичуючого поглинача у вигляді конденсатору та досліджено вплив електричного сигналу на основні характеристики лазерного імпульса у режимі пасивної синхронізації мод. В результаті дослідження його характеристик було виявлено можливість зміни імпульсного сигналу лазера під впливом прикладеної напруги до графенового насичуючого поглинача за рахунок зміщення рівня Фермі у структурі графену.

Структура конденсатора виконана як проста структура з шарами графен/PMMA/графен, де PMMA працює як несучий шар при перенесенні і як діелектричний шар в конденсаторі. Структура конденсатора дозволяє проводити електричне управління фемтосекундної генерації імпульсів при ≈ 1560 нм. Важливо підкреслити, що представлений пристрій забезпечує свободу проектування, що дозволяє додатково оптимізувати його параметри для виконання операцій режиму синхронізації мод - електрично контролювати частоту повторень генерованих імпульсів. Отримані результати забезпечують простий і надійний підхід до режимів синхронізації мод для різних наукових і промислових застосувань.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Novoselov KS, Geim AK, Morozov SV, Jiang D, Zhang Y, Dubonos SV et al. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*. 2004;306:666–669.
2. Mamalis N. Femtosecond laser. The future of cataract surgery? *J. Cataract Refract Surg*. 2011;37:1177–1178
3. Gattass RR, Mazur E. Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nat Photonics*. 2008;2:219–225.
4. Ehlers P, Silander I, Wang J, Foltynowicz A, Axner O. Fiber-laser-based noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectrometry incorporating an optical circulator. *Opt Lett*. 2014;39:279–282.
5. Kowzan G, Lee KF, Paradowska M, Borkowski M, Ablewski P, Wójtewicz S et al. Selfreferenced, accurate and sensitive optical frequency comb spectroscopy with a virtually imaged phased array spectrometer. *Opt Lett*. 2016;41:974–977.
6. Stehr D, Morris CM, Schmidt C, Sherwin MS. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer. *Opt Lett*. 2010;35:3799–3801.
7. Tang S, Liu J, Krasieva TB, Chen Z, Tromberg BJ. Developing compact multiphoton systems using femtosecond fiber lasers. *J Biomed Opt*. 2009;14:030508.
8. Buczynski R, Bookey HT, Pysz D, Stepień R, Kujawa I, McCarthy JE et al. Supercontinuum generation up to 2.5 μm in photonic crystal fiber made of lead-bismuth-gallate glass. *Laser Phys Lett*. 2010;7:666–672.
9. Wilken T, Lo Curto G, Probst RA, Steinmetz T, Manescau A, Pasquini L et al. A spectrograph for exoplanet observations calibrated at the centimetre-per-second level. *Nature*. 2012;485:611–614.
10. Ludlow AD, Boyd MM, Ye J, Peik E, Schmidt PO. Optical atomic clocks. *Rev Mod Phys*. 2015;87:637–701.

- 11.K. Geim and K. S. Novoselov, *Nature Mater.* 6, 183 (2007).
- 12.S. J. Chae, F. Gunes, K. K. Kim, E. S. Kim, G. H. Han, S. M. Kim, H. J. Shin, S. M. Yoon, J. Y. Choi, M. H. Park, C. W. Yang, D. Pribat, and Y. H. Lee, *Adv. Mater.* 21, 2328 (2009).
- 13.V. C. Tung, M. J. Allen, Y. Yang, and R. B. Kaner, *Nat. Nanotechnol.* 4, 25 (2009)
- 14.S. Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, and M. Jablonski, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 10, 137 (2004)
- 15.F. Wang, A. G. Rozhin, V. Scardaci, Z. Sun, F. Hennrich, I. H. White, W. I. Milne, and A. C. Ferrari, *Nat. Nanotechnol.* 3, 738 (2008).
- 16.Y. W. Song, S. Yamashita, and S. Maruyama, *Appl. Phys. Lett.* 92, 021115 (2008).
- 17.Q. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Z. Ni, Y. Yan, Z. X. Shen, K. P. Loh, and D. Y. Tang, *Adv. Funct. Mater.* 19, 3077 (2009).
- 18.H. Zhang, Q. Bao, D. Tang, L. Zhao, and K. Loh, *Appl. Phys. Lett.* 95, 141103 (2009).
- 19.R. W. Newson, J. Dean, B. Schmidt, and H. M. van Driel, *Opt. Express* 17, 2326 (2009)
- 20.P. L. McEuen, M. S. Fuhere, and H. K. Park, *IEEE Trans. Nanotechnol.* 1, 78 (2002).
- 21.A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books (1986).
- 22.O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Press (New York, London), Fourth Edition (1998).
- 23.F. Träger (editor), *Handbook of Lasers and Optics*, Springer (2007).
- 24.A. Sennaroglu (editor), *Solid-State Lasers and Applications*, CRC Press (2006).

- 25.W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, Springer, 6th Edition (2006).
- 26.Saleh BEA, Teich MC. Fundamentals of Photonics. New York, Wiley, (1991)
- 27.Maiman TH. Stimulated optical radiation in ruby. Nature 187:493–4 (1960)..
- 28.Varma SJ, Kumar J, Liu Y, et al. 2D TiS₂ layers: a superior nonlinear optical limiting material. Adv Opt Mater;5:1700713(2017).
- 29.Wang J, Hernandez Y, Lotya M, et al. Broadband nonlinear optical response of graphene dispersions. Adv Mater;21:2430–5 (2009).
- 30.Nair RR, Blake P, Grigorenko AN, et al. Fine structure constant defines visual transparency of graphene. Science 2008;320:1308.
- 31.Zhang H, Bao Q, Tang D, et al. Large energy soliton erbiumdoped fiber laser with a graphene-polymer composite mode locker. Appl Phys Lett 2009;95:141103.
- 32.Feng M, Zhan H, Chen Y. Nonlinear optical and optical limiting properties of graphene families. Appl Phys Lett 2010;96:033107
- 33.Wang G, Marie X, Gerber I, et al. Giant enhancement of the optical second-harmonic emission of WSe₂ monolayers by laser excitation at exciton resonances. Phys Rev Lett 2015;114:097403.
- 34.U. Keller, Nature 2003, 424, 831.
- 35.A. Grudinin, S. Gray, J. Opt. Soc. Am. B 1997, 14, 144.
- 36.A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez, Phys. Rev. A 2005, 71, 053809.
- 37.H. A. Haus, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2000, 6, 1173.
38. K. Sarwar Abedin, N. Onodera, M. Hyodo, Appl. Phys. Lett. 1998, 73, 1311.
- 39.D. Li, H. Xue, M. Qi, Y. Wang, S. Aksimsek, N. Chekurov, W. Kim, C. Li, J. Riihkonen, F. Ye, Q. Dai, Z. Ren, J. Bai, T. Hasan, H. Lipsanen, Z. Sun, 2D Mater. 2017, 4, 025095.
- 40.C.-C. Lee, S. Suzuki, W. Xie, T. Schibli, Opt. Express 2012, 20, 5264.

- 41.M. Liu, X. Yin, X. Zhang, Nano Lett. 2012, 12, 1482.
- 42.Y. Gao, R.-J. Shiue, X. Gan, L. Li, C. Peng, I. Meric, L. Wang, A. Szep, D. Walker Jr., J. Hone, D. Englund, Nano Lett. 2015, 15, 2001.
- 43.Jakub Bogusławski, Yadong Wang, Hui Xue, Xiaoxia Yang, Dong Mao, Xuetao Gan, Zhaoyu Ren, Jianlin Zhao, Qing Dai, Grzegorz Sobon', Jarosław Sotor, and Zhipei Sun, Graphene Actively Mode-Locked Lasers, Adv. Funct. Mater. 2018, 1801539
- 44.C. Zaugg, Z. Sun, V. Wittwer, D. Popa, S. Milana, T. Kulmala, R. Sundaram, M. Mangold, O. Sieber, M. Golling, Y. Lee, J. H. Ahn, A. C. Ferrari, U. Keller, Opt. Express 2013, 21, 31548.
- 45.S. Kelly, Electron. Lett. 1992, 28, 806.
- 46.S. J. Byrnes, Multilayer optical calculations, arXiv:1603.02720, 2016, <https://arxiv.org/abs/1603.02720>.
- 47.Liu H, Chow K, Yamashita S and Set S 2013 Opt. Laser Technol. 45 713–6
- 48.S.J. Lee, J. T. Kim, and Y. W. Song, Graphene-Incorporated Soft Capacitors for Mechanically Adjustable Electro-Optic Modulators, ACS Appl. Mater. Interfaces 2018, 10, 40781–40788.